الجمهورية العراقية
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
جامعة الموصل

مبادئ الفيزياء النووية

تأليف
مايرهوف

ترجمة
*الدكتور عاصم عبد الكريم عزوز
فيزياوي أقدم - قسم البحث والتطوير
المنشأة العامة لكبريت المشراق

* استاذ مساعد - قسم الفيزياء - كلية العلوم - جامعة الموصل سابقاً

المفاهيم الاساسية في الفيزياء النووية

1 ـ 1 مقدمة

إن دراسة الفيزياء النووية تتركز حول مشكلتين رئيسيتين . الاولى هي محاولة فهم خواص القوة التي تربط اجزاء النواة ببعضها والثانية هي محاولة فهم تصرف المجموعات متعددة الاجسام many-particles, كالنواة مثلاً . ان هاتين المشكلتين مرتبطتان ببعضهما البعض . ذلك لان دراسة المجموعات متعددة الاجسام لها علاقة بمعرفة طبيعة القوة التي تربط اجزاء هذه المجموعات ببعضها ولكن بعض خصائص هذه المجموعات يمكن اشتقاقها بمجرد افتراض ان مكونات المجموعة تتجاذب مع بعضها البعض .

ان العاملين من حقل الفيزياء يلجأون عند دراستهم للمجموعات متعددة الاجسام الى استخدام بعض التقريبات Approximations التي تحددها حقيقة تجريبية يراد تفسيرها . مثال على ذلك فانه بالامكان وصف طريقة تصرف كمية من الغاز بواسطة قوانين الغازات (قانون بويل وقانون شارل) بدون الحاجة الى معرفة تفاصيل حركة الجزيئات التي تعتبر من جهة ثانية ضرورية لدراسة التوصيل الحراري للغازات . وتسمى الطرق التقريبية المختلفة المستخدمة لوصف النواة بالنماذج Models ونذكر هنا بأن كثيراً من الطرقات في هذا الكتاب قائمة على استعمال هذه النماذج والتي يصلح كل منها لتفسير عدد محدود من النتائج التجريبية . وبالرغم من اننا سوف لا نتقيد بالتسلسل التأريخي لتطور الفيزياء النووية الا اننا سنقدم ملخصاً لبعض هذه التطورات في الجدول 1 ـ 1 .

جدول 1 ـ 1 بعض الاكتشافات التي حدثت خلال التطور التاريخي للفيزياء النووية

اكتشاف النشاط الاشعاعي (بيكويرل (Becquerel)	1896
نموذج رادفورد الذري	1911
اكتشاف النظائر (ثومبسون (J. J. Thomson)	1912
التحولات النووية الصناعية (Rutherford)	1919
تطبيق ميكانيك الكم على النشاط الاشعاعي (Gamow, Gurney, and Condon)	1928
اكتشاف النيوترون (جادويك (Chadwick)	1932
فرضية *n-p* (هايزنبرك (Heisenberg)	1932
اكتشاف البوزترونات من قبل اندرسن (Anderson)	1932
دور الميزونات في الفيزياء النووية (يوكاوا (Yukawa)	1935
اكتشاف ميزون μ (Anderson and Neddermeyer)	1936
اكتشاف ميزون π (باول (Powell) meson	1946
اكتشاف عدم حفظ التناظر في انحلال بيتا (Lee and Yang)	1956

يعود الفضل في اكتشاف النشاط الاشعاعي للعالم بيكويريل Becquerel عام (1896) . وقد تم هذا الاكتشاف عن طريق الصدفة عند ملاحظة التأثر على اللوح الفوتوغرافي الموضوع امام معدن معين . وفي عام (1898) نجح كل من بيير وماري كوري Marie Curii في فصل المادة المشعة (الراديوم Radium) من خاماته . وتعتبر اعمال راذرفورد والعاملين معه في هذا المجال من الاعمال البارزة في فهم طبيعة النشاط الاشعاعي . ففي عام 1903 قاموا باجراء دراسات تفصيلية حول طبيعة الاشعاعات وافترضوا ان النشاط الاشعاعي يجب ان يحدث تغيراً في المادة الكيمياوية . وعندما اكتشفت الانواع الثلاثة من الاشعاعات الفا alpha وبيتا Beta وكاما وظهر ان اشعة الفا مكونة من ذرات الهليوم المتأينة اصبح المجال مفتوحاً امام راذرفورد لتفسير نتائج تجربة كايكر Geiger ومارزدن Marsden 1909 حول استطارة دقائق الفا . وقد استطاع راذرفورد عام 1911 ان يستنتج ان نتائج تجارب استطارة جسيمات الفا يمكن تفسيرها فقط بافتراض ان الذرة مكونة من كتلة موجبة الشحنة هي النواة ويبلغ قطرها في حدود 10^{-12} cm والذي هو اصغر بكثير من قطر الذرة نفسها وهو 10^{-8} cm وتحيط الالكترونات بهذه النواة (بحيث يكون عدد الشحنات الموجبة مساوياً لعدد الالكترونات في الذرة المتعادلة) . وفي عام 1913 تم وضع اول نموذج متكامل لحركة الالكترونات في الذرة من قبل بور Bohr . ان اكتشاف النيوترون من قبل جادويك Chadwick عام 1932 قد ادى الى ان يصبح التركيب النووي اكثر وضوحاً وهذا ادى الى ظهور فرضية هايزنبرك Heisenberg سنة 1932 والتي تنص على ان النوى مكونة من البروتونات والنيوترونات .

ان محاولات عديدة قد قامت في تلك الحقبة لاجل فهم طبيعة القوة النووية حيث اظهرت التجربة ان القوة النووية هي اقوى من اية قوة اخرى معروفة مثل القوة الكهربائية او قوة الجذب الكتلي . كذلك فان هذه القوة تمتاز بكونها قوة قصيرة المدى short range واعتماداً على فرضية هايزنبرك التي تنص على ان القوة النووية تنتج عن تبادل الدقائق بين المكونات النووية فقد استطاع يوكاوا عام 1935 ان يثبت ان بعض خواص القوة النووية يمكن تفسيرها اذا افترضنا انه يتم تبادل جسيم ثقيل وقد تم اكتشاف هذه الجسيمات بعد ذلك في الاشعة الكونية وتسمى الان بالميزونات Mesons

ان النقطتين الاساسيتين في الفيزياء النووية واللتين تطرقنا الى ذكرهما في بداية هذا الفصل قد تم حلهما في الوقت الحاضر بدرجة موسعة ولكن ليس بالتفصيل . اننا نعرف الان ما هي صفات القوة النووية ـ ولقد تبين انها قوة معقدة جداً ـ كذلك تعلمنا كيف نربط بعض خواص النموذج النووي الى القوة ومع هذا فانه لا تزال امام الفيزياء النظرية مشكلات تنتظر الحل . اما من الناحية التجريبية فان التطور في اجهزة القياس الدقيقة قد ادى الى اكتشاف بعض الخواص النووية التي لم تكن متوقعة .

2 ـ 1 الخواص النووية الاساسية Basic Nuclear properties

إن للنوى خواص ثابتة لا تتغير بتغير الزمن مثل الكتلة والحجم والشحنة والزخم الزاوي الذاتي intrinsic angular momentum والذي يسمى غالباً بالبرم النووي Nuclear Spin كما أن هناك خواصاً اخرى للنوى تتغير مع الزمن مثل الانحلال الاشعاعي radioactive decay والتحويل الصناعي للعناصر artificial tansmutation (التفاعلات النووية Nuclear reactions) وتوجد للنوى ايضاً حالات متهيجة exited states تعتبر طاقاتها من صفات النوع الاول ولكن عملية تحلل هذه الحالات المتهيجة تعتبر من صفات النوع الثاني . ان

كلا من هذه الخواص سيتم بحثها حالياً بصورة مختصرة على ان نقوم ببحثها بشيء من التفصيل في الفصول القادمة

2 a ـ 1 الكتلة النووية والشحنة Nuclear mass and charge

ان الطريقة القديمة في مقارنة الكتل في الكيمياء قد اظهرت العلاقة التقريبية التالية (براوت Prout, 1815)

$$M \approx \text{integer} \times M_{\text{H}}$$

حيث M = كتلة ذرة معينة

M_{H} = كتلة ذرة الهيدروجين

اما العدد الكامل(integer)فهو ما يطلق عليه الآن بالعدد الكتلي Mass number والذي يرمز له بالرمز A

لقد اظهرت تجارب استطارة الاشعة السينية X-ray ان العدد الذري Z والذي يمثل عدد الالكترونات وكذلك عدد الشحنات النووية الموجبة لا يساوي العدد الكتلي A . ان هذه النتيجة قد ادت الى ظهور الفرضية الاولى حول التركيب النووي والتي تنص على ان النوى مكونة من A من البروتونات و $A-Z$ من الالكترونات المقيدة داخل النواة الا ان اكتشاف النيوترونات من قبل جادويك كما ذكرنا سابقاً قد ادى بهايزنبرك للافتراض ان البروتونات والنيوترونات هي المكونات الاساسية لجميع النوى . ان صحة هذه الفرضية في الوقت الحاضر موضوع يعتبر فوق اي شيء ولكن فهمها يعتمد على استخدام قوانين ميكانيك الكم وسوف نعطي فيما يلي مثالاً يوضح ذلك . فحسب فرضية النيوترون ـ بروتون نتوقع ان تكون كتلة الذرة هي

$$M \approx ZM_{\text{H}} + NM_n \qquad (2 - 1)$$

حيث Z = عدد البروتونات في النواة (العدد الذري atomic number)

N = عدد النيوترونات في النواة (neutron number)

M_n = كتلة النيوترون

ان اكتشاف عناصر ذات خواص كيمياوية متطابقة مع اختلافها في الكتل (تسمى النظائر isotops) من قبل تومسون عام 1912 ساعد على تطوير طرق قياس الكتل الذرية او النووية بشكل دقيق . ان هذا الفرع المتخصص من الفيزياء والذي بدأه استون 1919 Aston يسمى طيف الكتلة mass spectroscopy ان اهمية هذا الفرع بالنسبة لقياس الكتل النووية بدقة يساعد على استنتاج المعلومات عن القوى النووية وسيتم التطرق الى هذه النقطة في الفصل الثاني وسوف نرى ان هنالك فرقاً بين طرفي المعادلة (2 ـ 1) والفرق هنا يمثل طاقة الترابط النووية

2b ـ 1 الحجم النووي Nuclean Size

ان اول نموذج تفصيلي للذرة والذي تخطى نموذج النظرية الحركية (الكرة الصلدة) كان قد اقترح من قبل تومسون 1900 Thomson وذلك بعد اكتشافه للالكترونات بوقت قصير .

لقد كان من المعتقد أنّ الالكترونات تسبح في وسط كثيف من الشحنات الموجبة داخل الحجوم الذرية 10^{-8} cm واستناداً الى هذا النموذج فإن اختراق الجسيمات السريعة للمواد انما يتم عن طريق الانتشار فقط الا ان تجارب استطارة جسيمات الفا بواسطة صفائح الذهب الرقيقة (كايكر ومارسدون 1909 Geiger and Marsdon) قد اظهرت أن الجسيمات المرتدة الى الوراء تكون اكثر مما يمكن ان تسمح به نظرية تومسون . لقد فسر رادزفور هذه الظاهرة بانها ناتجة عن وجود نواةذرية صغيرة $\ll 10^{-8}$ cm تؤثر بقوة كهربائية بسيطة (قوة كولوم) على جسيم الفا وقد تمكن بذلك ان يستخرج قانون الاستطارة الا ان قياسات لاحقة اظهرت ان هذا القانون لا ينطبق في حالة : ـ

(1) كون جسيمات الفا ذات طاقة عالية جداً

(2) عندما يكون العدد الذري للمادة المستطيرة صغيراً جداً

وإذا عرفنا الطاقة الحرجة لجسيم الفا T_α والعدد الذري الحرج Z الذين يبدأ عندها القانون بالشذوذ فإننا سوف نستطيع تقدير نصف قطر النواة للمادة المستطيرة . وفي الحالة التي يقترب فيها جسيم الفا من النواة بمسافة اقل من نصف القطر فإننا يجب ان نفترض ظهور تأثير القوة النووية والتي هي اقوى من قوة كولوم التي استعملت لاشتقاق هذا القانون ان جسيم الفا البعيد عن النواة يمتلك طاقة حركية مقدارها T_α فقط ان هذا الجسيم سوف يصل الى اقرب مسافة ممكنة من النواة في حالة التصادم الرأسي Head-om Collision وفي هذا الوضع فإن جسيم الفا سوف يمتلك طاقة كامنة فقط ولو اهملنا ارتداد النواة , وباستخدام قانون حفظ الطاقة فاننا نحصل على

$$T_\alpha = \frac{2eZe}{D} \qquad \text{(in electrostatic units)} \qquad (1\text{-}3)$$

حيث $2e$ = شحنة جسيم الفا $(e = 4.80 \times 10^{-10}$ esu)[1]
Ze = شحنة النواة المستطيرة
D = اصغر مسافة يصلها جسيم الفا

$$D = \frac{2Ze^2}{T_\alpha} \qquad (1-4)$$

ومثال على ذلك فان جسيم الفا الساقط على اليورانيوم يظهر استطارة تشذ عن استطارة كولوم عندما تكون طاقته اكبر من 25 Mev $(1 \text{ Mev} = 1.60 \times 10^{-6} \text{ ergs})$.[2] وفي هذه الحالة فان

$$D = \frac{2 \times 92 \times (4.8 \times 10^{-10})^2}{25 \times 1.6 \times 10^{-6}}$$
$$\approx 10^{-12} \text{ cm} = 10 \text{ F} \qquad (1 \text{ F} = 1 \text{ fermi} = 10^{-13} \text{ cm})$$

وباجراء تجارب اكثر دقة وباستعمال الالكترونات ودقائق نووية اخرى فان تجارب الاستطارة اظهرت أنّ نصف القطر الذي تظهر عنده التأثيرات النووية يمكن ان يكتب بصورة تقريبية على النحو التالي

$$R = R_0 A^{1/3} \qquad (1-5)$$

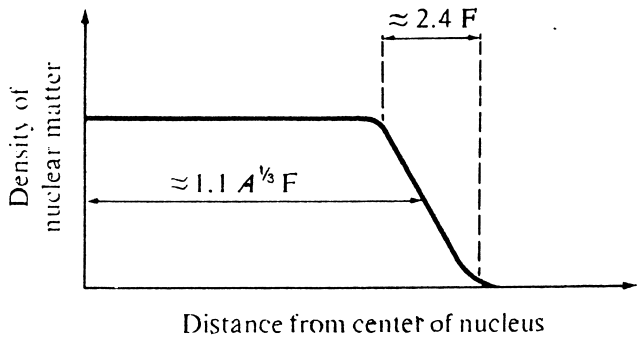
حيث ان R_0 يسمى ثابت نصف القطر ويأخذ القيم

$$R_0 \approx \begin{cases} 1.4 \text{ F} & \text{للجسيمات النووية المستطارة بالنوى} \\ 1.2 \text{ F} & \text{للالكترونات المستطارة بالنوى} \end{cases} \qquad (1-6)$$

ان الاختلاف بين هاتين القيمتين يمكن تفسيره كما يلي : ان حالة استطارة الالكترونات تعني قياس موقع الشحنات الموجبة (نقطة) للبروتونات في النواة اما في حالة استطارة الدقائق النووية فاننا نقوم بقياس حجم المنطقة التي تؤثر فيها القوة النووية على الجسيم النووي ونتيجة لذلك فان القوة النووية تظهر وقد امتدت الى ما بعد المنطقة التي تحتوي الشحنة او الكتلة وبذلك فان النواة تظهر وكأنها اكبر من حجمها الحقيقي . ان القوة النووية تمتد الى ما بعد الكتلة النووية بحوالي 1 F ولقد حدد بواسطة ذلك مدى القوة النووية .

ان العلاقة البسيطة في المعادلة (5 ـ 1) يمكن الحصول عليها اذا افترضنا ان النواة عبارة عن كرة تحتوي على A من الجسيمات الصلدة ففي هذه الحالة سيكون حجم النواة متناسباً مع A ونصف القطر متناسباً مع $A^{1/3}$ .. ان هذا النموذج المبسط هو صحيح في بعض الاوجه الا انه مغالي في التبسيط . وقد اظهرت تجارب اكثر دقة

لاستطارة الالكترونات من قبل هافستادتر وجماعته 1953 .Hofstadter et al أنّ كثافة المادة النووية لا تظهر انقطاعاً حاداً عند نصف القطر ولكن يمكن تمثيله بصورة تقريبية كما في الشكل 1 ـ 1



ومع هذا فان مفهوم نصف القطر يعتبر مفيداً في اغلب الاحيان . ان تطبيق المعادلة (5 ـ 1) على نواة اليورانيوم U^{238} يُنتج $R = 9$ F والتي يمكن مقارنتها بقيمة D من المعادلة (4 ـ 1)

1 ـ 2C الزخم الزاوي الذاتي للنواة

Intrinsic angular momentum of the nucleus

ان الزخم الزاوي النووي يعتبر من الكميات المهمة فهو كما سنرى يلعب دوراً مهماً في تركيب النوى المعقدة ويؤثر على جميع الخواص النووية الحركية dynamic properties وسنناقش في هذه المرحلة الزخم الزاوي لمجموعة متعددة الاجسام بشيء قليل من التفصيل .

لقد وجد تجريبيا ـ ومن ثم وضعت القوانين الكمية لها ـ ان البروتونات والنيوترونات تمتلك زخماً زاوياً ذاتيا مقداره $\frac{1}{2}\hbar$ كما هي الحال بالنسبة للالكترونات (إن $\hbar$ هو ثابت بلانك h مقسوماً على 2π) وبما ان الزخم الزاوي هو مقدار اتجاهي لذلك فان الزخم الزاوي الكلي للنواة هو عبارة عن المجموع الاتجاهي للزخوم الزاوية لمكوناتها وقد وجد تجريبياً ان النوى المعقدة يكون لها زخوم زاوية تساوي $I\hbar$ حيث ان I هو عدد صحيح يشمل الصفر للنوى التي فيها (A زوجية)

وامثلة على ذلك فان نواة الديتريوم H^2 يكون فيها $I = 1$ والنواة Li^7 تكون فيها $I = \frac{3}{2}$

ان قوانين ميكانيك الكم تنص على ان الزخم الزاوي الكلي لمجموعة متعددة الاجسام مكونة من P من الجسيمات حول مركز الكتلة يساوي عدد صحيح $\times \hbar$ اذا كان P عدداً زوجياً (وعدد صحيح + نصف) $\times \hbar$ اذا كان P عدداً فردياً ان هذه القاعدة تنطبق على الالكترونات الذرية كما انها تنطبق على المكونات النووية لذلك فان نواة H^2 لو كانت مكونة من بروتونين والكترون (لكي تصبح $Z = 1$) فان من المتوقع ان يكون فيها $I = \frac{3}{2}$ او $I = \frac{1}{2}$ ولكن اذا كانت هذه النواة مكونة من بروتون ونيوترون فان 1 او $I = 0$ وهذا الاخير هو ما اثبتته التجربة ويمكن بهذا الاسلوب ان نثبت ان النوى لا يمكن ان تكون مبنية من البروتونات والالكترونات ولكنها يجب ان تتكون من البروتونات والنيوترونات .

ومع اننا لم نتطرق الى كيفية ايجاد I إلا انه يمكن القول أنَّ الاطياف الذرية والجزئية تتأثر بالمؤثرات المغناطيسية الناتجة عن الزخم الزاوي النووي ومنها يمكن استخلاص قيمة I . كما ان التحولات النووية تتأثر ايضاً بشكل قوي بالزخوم الزاوية للحالات الابتدائية والنهائية وذلك لان هذه التحولات يجب ان تحقق قانون حفظ الزخم الزاوي وهذا يساعد على تحديد قيمة I في بعض الحالات المعينة

2 d – 1 الخواص الحركية للنوى Dynamic properties of nuclii

ان النوى شأنها في ذلك شأن الذرات يمكن تهيجها الى حالات محددة من الطاقة كما ان الانتقال بين حالات الطاقة هذه يتم عن طريق انبعاث الاشعة الكهرومغناطيسية (اشعة كاما) كما هي الحال في عملية انبعاث الضوء من الذرات . ان الاختلاف الرئيس بين الحالتين هو ان المسافات التي تفصل بين الحالات الذرية هي بحدود الالكترون فولت بينما تكون المسافات بين الحالات النووية في حدود 10^4 الى 10^6 الكترون فولت .

ان دراسة حالات الطاقة هذه في الذرات قد ساعدت على تحديد المستويات الذرية للطاقة والتي ادت بدورها الى ظهور النماذج الذرية . كذلك فان دراسة طيف اشعة كاما في النواة قد ادى الى تحديد مستويات الطاقة النووية والتي ادت بدورها الى ظهور النماذج النووية .

ان النوى يمكنها ان تتحول من نوع الى اخر . ان بعض هذه التحولات تحدث تلقائياً بينما يتم احداث التحولات الاخرى عن طريق القصف النووي

nuclear bombardment وفي جميع هذه الحالات يبقى العدد الكلي للنيوكليونات ثابتاً وبالاضافة الى ذلك فان قوانين حفظ الطاقة والكتلة وقوانين حفظ الزخم الخطي والزاوي يجب ان تتحقق ايضاً ولم يعثر على حالات شذوذ عن هذه القوانين . ان هذه القوانين تلعب دوراً مهماً في معظم مظاهر الفيزياء النووية .

2e – 1 مصطلحات

توجد في الفيزياء النووية وكما هي الحال في فروع التخصصات الاخرى مجموعة من المصطلحات ظهرت نظراً لسهولة التعبير اوكتقليد علمي ونورد فيما يلي بعض المصطلحات المهمة .

العناصر النووية *Nuclide* نوع نووي معين يحتوي على Z من البروتونات و N من النيوترونات

النظائر *Isotopes* عناصر نووية متساوية في العدد الذري وتختلف في العدد N

الايزوتونات *Isotones* عناصر نووية متساوية في العدد N وتختلف في العدد Z

الايزوبارات *Isobars* عناصر نووية متساوية في العدد الكتلي A $(A = Z + N)$

الايزومير *Isomer* عناصر نووية في حالة متهيجة وذات نصف عمر طويل نسبياً

النيوكليون *Nucleon* البروتون او النيوترون

الميزونات *Mesons* جسيمات ذوات كتلة تقع بين كتلة الالكترون (m_0) وكتلة البروتون (M_H) ومن انواع الميزونات المعروفة بشكل جيد هي ميزونات π $(\approx 270 m_0)$ التي تلعب دوراً مهماً في القوى النووية وكذلك ميزونات μ $(207 m_0)$ هي احدى مكونات الاشعة الكونية

البوزترون *Positron* وهو الكترون ذو شحنة موجبة وكتلته m_0 .

الفوتون *Photon* وهو وحدة الكم في الاشعاع الكهرومغناطيسي ويظهر على شكل ضوء او اشعة سينية او اشعة كاما

يمكننا ان نرمز لعنصر نووي معين برمز مثل Li^7 او $_3Li^7$ او $_3Li^7_4$ والرمز A يمثل العدد الكتلي ويكتب في اعلى اليمين وكذلك العدد الذري Z ويكتب في الاسفل الى اليسار بينما يكتب عدد النيوترونات N في الاسفل الى اليمين واستناداً الى المصطلح الحديث فان العدد الكتلي A يكتب في اعلى اليسار وبذلك تصبح الرموز ^7Li او ^7_3Li او $^7_3Li_4$ وفي هذا الكتاب سنرمز للنواة المتهيجة بنجمة باتجاه اليمين الى الاعلى مثل Li^{7*}

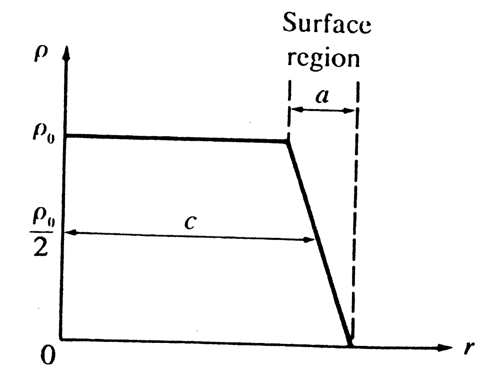
أسئلة

1 ـ 1 (أ) جسيم الفا يمتلك طاقة حركية مقدارها T_α اصطدم رأسياً بنواة عددها الذري Z وعددها الكتلي A . احسب اقصر مسافة يقتربها جسيم الفا من النواة اخذاً بنظر الاعتبار ارتداد النواة (ب) بروتون ذو طاقة حركية مقدارها 0.2-Mev اصطدم رأسياً بجسيم الفا كان ساكناً ما هي اقصر مسافة يقترب بها البروتون من جسيم الفا مقدرة بالفرمي F (جـ) اذا اصطدم جسيم الفا رأسياً ببروتون في حالة سكون فما هي طاقة جسيم الفا اللازمة لكي تصبح اقصر مسافة بينها مساوية للمسافة في الفرع (ب)

2 ـ 1 (أ) نواة عددها الكتلي هو A انتقلت من الحالة المتهيجة الى الحالة الارضية باطلاق اشعة كاما فما هو الفرق بين طاقة التهيج E وطاقة كاما E_r والناتج عن ارتداد النواة ؟ (زخم الفوتون $p_r = E_r/c$ راجع المعادلتين (1 ـ 2) و (3 ـ 2) (ب) اذا تم امتصاص أشعة كاما المذكورة اعلاه من قبل نواة ثانية عددها الكتلي A احسب طاقة التهج للنواة الثانية والناتجة عن امتصاص هذه الاشعة (جـ) طبق نتائجك في حالة النواة Fe^{57} التي تبعث اشعة كاما طاقتها 14-kev

3 ـ 1 احسب الكثافة النووية بوحدات (أ) غم / سم^3 (ب) نيوكليون / F^3 استعمل المعادلة (5 ـ 1) والكمية $R_0 = 1.2$ F لحساب نصف قطر النواة

4 ـ 1 افترض ان كثافة النيوكليونات ρ في النواة تتغير بتغير البعد عن المركز النواة r كما هو موضح في الشكل ادناه . ما هو الجزء من النيوكليونات الذي يقع في المنطقة السطحية للنوى Al^{27} و Te^{125} و Po^{216} اذا كانت $\rho_0 = 0.17\ F^{-3}$ و $c = 1.1\ A^{1/3}$ F و $a = 3.0$ F (ان هذه المسألة يمكن حلها بدون اللجوء الى اجراء تكاملات معقدة .



5 ـ 1 عند دراسة بعض الخواص النووية فانه يكون من المناسب ان نعرف جذر معدل مربع نصف القطر

$$R_{rms} = \left(\int_0^\infty \rho r^4\, dr \Big/ \int_0^\infty \rho r^2\, dr\right)^{\frac{1}{2}}$$

(أ) احسب نصف القطر هذا عندما تكون الكثافة ثابتة وكذلك لنواة تتغير كثافتها كما هو مبين في المسألة 4 ـ 1 (ب) طبق نتائجك على النواة Te^{125}

6 ـ 1 في الملحق A-1 نلاحظ أن كثافة النيوكليونات في نواة الديتريوم تتغير مع بعدها عن المركز بالعلاقة التقريبية التالية $\rho = \rho_0 r^{-2} e^{-2\kappa r}$ حيث $\kappa^{-1} = 4.3$ F احسب R_{rms} من المعادلة في المسألة 5 ـ 1
(ب) احسب ρ_0

الفصل الثاني

التركيب النووي

NUCLEAR STRUCTURE

1 ـ 2 مقدمة

قبل ان نبدا دراسة تركيب النواة فإننا سنقوم بابراز بعض اوجه التشابه بين هذا التركيب وبين التركيب الالكتروني للذرة . إن الالكترونات الذرية موزعة على المدارات orbits او بمعنى ادق تسمى مستويات الطاقة وتتبع في حركتها قوانين ميكانيك الكم . إن الالكترونات في كل ذرة موزعة على مستويات عديدة للطاقة وذلك ناتج عما يسمى قاعدة الانفراد لباولي *Pauli exclusion principle.* إن الالكترونات الذرية يمكن تهيجها الى مدارات غير مشغولة كما يمكن ايضاً فصلها بصورة كاملة عن الذرة إن جميع النقاط اعلاه هي التي تمكننا من استنتاج التركيب الالكتروني للذرة

إن النواة تشتمل على مجموعتين من الجسيمات المتشابهة : البروتونات والنيوترونات وسيتم تقديم ادلة تبين أن كل واحدة من هاتين المجموعتين موزعة بصورة منفصلة عن الاخرى على مستويات الطاقة المحددة بقيود قاعدة الانفراد لباولي . وفي النواة توجد حالات تهيج كما يمكن فصل النيوكليونات او اضافتها الى النواة ويمكن الحصول على معلومات كثيرة حول التركيب النووي من خلال دراسة النقاط التي ورد ذكرها .

إن لكل من الالكترونات والنيوكليونات زخماً زاوياً ذاتياً يسمى البرم الذاتي *intrinsic spins* . إن الزخم الزاوي الكلي لمجموعة من الجسيمات المتفاعلة مع بعضها يعكس تفاصيل طبيعة القوى العاملة بين هذه الجسيمات فمثلاً إننا من خلال المتجهات او ما يسمى إزدواج الزخم الزاوي للإلكترونات في الذرة يمكن أن نتعرف علـــى وجود قوة تربـــط بين الـــبرم والزخـــم الزاوي المداري للإلكترون في حالة وجوده في المجال الكهربائي للنواة (ازدواج البرم والمدار *(spin-orbit coupling)*) وتوجد في النواة ايضاً علاقة بين الحركة المدارية لكل نيوكليون وبين برمه الذاتي ولكن هذه العلاقة هي غير العلاقة الموجودة في الالكترونات الذرية . اضافة الى ذلك فإن القوة النووية بين نيوكليونين تعتمد بشدة على الاتجاهات النسبية لبرميها .

إن تركيب النواة يعتبر اكثر تعقيداً من تركيب الذرة . إن النواة في الذرة تمثل مركزاً مشتركاً لجذب الالكترونات في حين تلعب القوى الموجودة ما بين الالكترونات نفسها دوراً ثانوياً واضافة الى ذلك فإن القوة المسيطرة على حركة الالكترونات الذرية هي قوة كولوم وهي قوة مفهومة جيدا بينما لا يوجد في النواة مركز مشترك للجذب حيث أن النيوكليونات مرتبطة مع بعضها بواسطة التجاذب المتبادل والذي يظهر انه معقد جدا في تفاصيله ولكن على الرغم من ذلك وكما سنرى لاحقاً فإن قصر مدى القوى النووية وقاعدة الانفراد لپاولي يتعاونان لتوفير مركز مؤثر للقوة لكل نيوكليون . إن الالكترونات الذرية تمثل مجموعة واحدة من الجسيمات المتشابهة في حين تشتمل النواة على مجموعتين من الجسيمات المتشابهة وهذا يؤدي الى السماح بوجود تغييرات كثيرة في التركيب ففي حين أن هناك ما يقارب 100 نوع من الذرات فإنه يوجد وحتى الآن اكثر من 1000 نواة مختلفة .

2 ـ 2 عناصر ميكانيك الكم ELEMENTS OF QUANTUM MECHANICS

إن من غير الممكن أن نفهم كلًا من التركيب الذري او النووي بدون اللجوء الى مبادىء ميكانيك الكم . ولذلك فإن استمرارية العرض سوف تقطع هنا وذلك لاجل توضيح بعض نتائج معادلة شريدنكر والتي تحل محل المعادلة الكلاسيكية للحركة . إن حل هذه المعادلة لحالتين مبسطتين سوف يوضح الاسس الفيزياوية لكثير من النواحي المتعلقة بالتركيب النووي

نظراً لان الفكرة الاساسية لميكانيك الكم قد تم اظهارها بواسطة موجات ديبروي فإن مراجعة مختصرة لهذا المبدأ سيتم عرضها اولاً

2 ـ 2 a موجات دي بروجلي de Broglie waves

لقد تم خلال السنوات 1900 الى 1930 اجراء عدد من التجارب العملية المهمة والتي اظهرت ان الميكانيك الكلاسيكي المبني على اساس قانون نيوتن في الحركة والنظرية الكهرومغناطيسية الكلاسيكية المبنية على اساس معادلات ماكسويل قد فشلت في شرح تصرف الجسيمات الذرية . ان التجارب التي اجريت على انبعاث وامتصاص الاشعاع الكهرومغناطيسي مثلاً قد ظهرت ان طاقة الاشعاع يمكن ان تنبعث (بلانك 1901) او ان تمتص (اينشتاين 1905) على شكل دفعات من الطاقة تسمى الكمات بدلاً من الصورة المستمرة التي تتضمنها معادلات ماكسويل للمجال الكهرومغناطيسي . ان كل كمة تحمل مقداراً من الطاقة قيمته

$$E_r = h\nu \qquad (2 - 1)$$

$(h = 6.62 \times 10^{-27}$ erg-sec)

حيث h = ثابت بلانك

ν = تردد الاشعاع الكهرومغناطيسي

وللسهولة فانه يمكن ربط طاقة كل كمة بطول موجة الاشعاع الكهرومغناطيسي λ بالعلاقة

$$E_r \text{ (in Mev)} = \frac{1,240}{\lambda \text{ (in F)}} \qquad (2 - 2)$$

ان استطارة اشعة X بواسطة الالكترونات الذرية (كومبتون Compton 1923) قد اظهرت دليلاً على ان الزخم الخطي p_r لكل كمة اشعاع كهرومغناطيسي هو :

$$p_r = \frac{h}{\lambda} \qquad (2\text{-}3)$$

ولهذا فانه من المناسب التفكير بأن الاشعاع الكهرومغناطيسي يتكون من فوتونات photons ذات خواص ميكانيكية تشبة خواص الجسيمات .

ان ديبروي 1924 افترض أن الجسيمات يجب ان يكون لها خواص تشبه الخواص الموجية . ولو افترضنا ان موجة ديبروي هذه هي موجة جيبية فان ترددها وطول موجتها يجب ان يكون محدداً بعلاقات معكوسة للمعادلات (1 ـ 2) و (2 ـ 3)

$$\nu_d = \frac{W}{h} \qquad (2\text{-}4)$$

$$\lambda_d = \frac{h}{p} \qquad (2\text{-}5)$$

حيث تمثل W الطاقة الكلية للجسيم والمحسوبة حسب الميكانيك النسبي

$$W = mc^2 \qquad (2\text{-}6)$$

$$m = \frac{m_0}{(1 - v^2/c^2)^{\frac{1}{2}}} \qquad (2\text{-}7)$$

وتمثل : p الزخم الخطي للجسيم

$$p = mv \qquad (2\text{-}8)$$

وفي المعادلات اعلاه فان : -

m = الكتلة الكلية للجسيم

m_0 = كتلة السكون للجسيم

v = سرعة الجسيم

c = سرعة الضوء

ولاجل مناقشة لاحقة فاننا نلاحظ أن : -

$$W = m_0c^2 + T \qquad (2\text{-}9)$$

وتمثل T الطاقة الحركة للجسيم وعندما تكون $v \ll c$, فان $T \approx \frac{1}{2}m_0v^2 = \frac{1}{2}p^2/m_0$. ويمكننا ان نثبت ايضاً وباستخدام المعادلات من (2 _ 6) الى (2 _ 8) ان .

$$W^2 = p^2c^2 + m_0^2c^4 \qquad (2\text{-}10)$$

وعند التعويض عن $m_0 = 0$, فان هذه المعادلة تعطينا العلاقة بين E_r و p_r والتي يمكن ان نحصل عليها ايضاً من المعادلات (2 _ 1) و (2 _ 3) .

ان طول موجة ديبرولي للنيوترونات والبروتونات في الحالة $v \ll c$ يرتبط مع الطاقة الحركية لهذه الجسيمات بالعلاقة .

$$\lambda_d \text{ (in F)} = \frac{28.6}{[T \text{ (in Mev)}]^{\frac{1}{2}}} \qquad (2\text{-}11)$$

ان تجارب استطارة الالكترونات على بلورات النيكل (دافسون وجيرمر 1927 Davisson and Germer) قد اعطت ادلة قاطعة على ان لفرضية ديبروري (2 _ 5) اساساً واقعياً بكل تأكيد ولكن شريدنجر قبل ذلك عام 1927 كان قد اقترح معادلته التفاضلية والتي هي حالة عامة لموجات ديبروري والتي ليس من الضروري ان تكون موجات جيبية .

وباستخدام فرضية بلانك (2 _ 1) وبالاستعانة بفرضية « عفوية » انَّ الزخم الزاوي المداري L للالكترون هو مقدار كمي .

$$L = \text{integer} \times \hbar \qquad (2\text{-}12)$$

قام بور 1913 Bohr بوضع نموذج لذرة الهيدروجين يفسر انبعاث الطيف الضوئي من ذرة الهيدروجين . ان معادلة شريدنجر تسمح باعادة تفسير نموذج بور وتوفر في نفس الوقت اساساً مقنعاً للعلاقة (2 _ 12)

2 _ 2 b معادلة شريدنجر **Schrödinger equation**

يمكن اعتبار موجة ديبروي عبارة عن موجة تقود حركة الجسم (بورن Born 1926) . ان سعة هذه الموجة Ψ هي دالة لكل من المكان والزمن ومع انه من غير الممكن اشتقاق المعادلة التي تحدد الموجة الا انه يمكن استخدام عدد من الحجج تربط هذه المعادلة بالمبادئ المعروفة لحفظ الطاقة . ويمكننا ان نتذكر في هذا المجال ان قوانين نيوتن في الميكانيك الكلاسيكي لايمكن اشتقاقها هي الاخرى ولكنها تمثل وصفاً للحقائق العلمية

ان الصيغة الرياضية لمعادلة شريدنجر هي : -

$$-\frac{\hbar^2}{2m_0}\nabla^2\Psi + V\Psi = i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t} \qquad (2\text{-}14)$$

وباستخدام الاحداثيات الكارتيزية فإن : -

دالة الموجة للجسيم

$$\nabla^2\Psi = \frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2} \qquad (2\text{-}15)$$

$V = V(x,y,z,t)$ = potential energy of particle[1] الطاقة الكامنة للجسم

$i = \sqrt{-1}$

واذا كانت V لا تعتمد على الزمن فإننا يمكن ان نفصل متغيرات الفراغ والزمن وذلك بالتعويض

$$\Psi = \psi(x,y,z)\tau(t) \qquad (2\text{-}16)$$

وبالتعويض في المعادلة (2 _ 14) وبعد القسمة $\psi\tau$ نحصل على

$$-\frac{\hbar^2}{2m_0}\frac{\nabla^2\psi}{\psi} + V = \frac{i\hbar}{\tau}\frac{d\tau}{dt} \qquad (2\text{-}17)$$

وبما ان الطرف الايسر في هذه المعادلة يعتمد على متغيرات المكان فقط بينما الطرف الايمن فيها معتمد على الزمن فقط فإن هذه المعادلة لا يمكن أن تتحقق في جميع نقاط المكان ولجميع اللحظات الزمنية الا اذا كان كل طرف فيها يساوي مقداراً ثابتاً ولنسميه E. (وسوف نرى لاحقاً ان هذا هو عبارة عن الطاقة الكلية غير النسبية للمجموعة) ومن الطرف الايمن نحصل على

$$\tau = Ce^{-i(E/\hbar)t} \qquad (2\text{-}18)$$

وللسهولة فاننا سنعتبر قيمة الثابت الاختياري C مساوية للواحد وبذلك فان الطرف الايسر للمعادلة يصبح

$$-\frac{\hbar^2}{2m_0}\nabla^2\psi + V\psi = E\psi \qquad (2\text{-}19)$$

ان هذه المعادلة تسمى معادلة شريدنكر غير المعتمدة على الزمن *time-independent Schrödinger equation* وسوف نعود الى هذه المعادلة مراراً كثيرة .

ولتوضيح هذه المعادلة لنفرض أن دالة الموجة ψ تعتمد على احداثي واحد وليكن x وفي هذه الحالة فإن

$$\psi = \psi(x) \qquad (2\text{-}20)$$

إن هدا يمكن أن يحدث في حالة واحدة فقط وهي إذا كانت V ايضاً هي عبارة عن دالة للاحداثي x وعندها فإن

$$\nabla^2\psi = \frac{d^2\psi}{dx^2} \qquad (2\text{-}21)$$

وبهذا فإنه يمكن كتابة المعادلة (19 _ 2) بالشكل التالي

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -k^2\psi \qquad (2\text{-}22)$$

حيث k (ويسمى بالعدد الموجي wave number) معرف بالمعادلة

$$\frac{\hbar^2 k}{2m_0} = E - V(x) \qquad (2\text{-}23)$$

وإذا صادف أن كانت V لا تعتمد على الاحداثي x ففي هذه الحالة تكون k غير معتمدة على x ايضاً وعند ذاك فإن المعادلة (22 _ 2) تصبح مكافئة رياضياً لمعادلة التذبدب التوافقي البسيط وحلها سيكون

$$\psi = ae^{ikx} + be^{-ikx} \qquad (2\text{-}24)$$

ويمكن ايجاد الثوابت الاختيارية a و b وذلك باستخدام الشروط الحدودية إن إحدى الحالات الخاصة للمعادلة (24 _ 2) هي الدالة الجيبية

$$\psi = A \sin kx \qquad (2\text{-}25)$$

والتي هي عبارة عن موجة ديبروي التي سبق ذكرها في البند 2 a _ 2 .

ان العدد الموجي k في هذه الحالة سوف يرتبط مع طول الموجة بالعلاقة

$$k = \frac{2\pi}{\lambda_d} \qquad (2\text{-}26)$$

ومع الزخم الخطى للجسم بالعلاقة

$$k = \frac{p}{\hbar} \qquad (2\text{-}27)$$

وذلك باستخدام المعادلة (5 _ 2) . إن امكانية صحة المعادلة (27 _ 2) تتوضح إذا عوضنا في المعادلة (23 _ 2) لايجاد المعادلة الكلاسيكية لحفظ الطاقة

$$\frac{p^2}{2m_0} + V = E \qquad (2\text{-}28)$$

ونلاحظ هنا أن هذه المعادلة يمكن الحصول عليها في الميكانيك الكلاسيكي إذا افترضنا أنَّ القوى المؤثرة على الجسم هي قوى حافظة Conservative forces أو بمعنى آخر اذا كانت طاقة الجسم الكامنة غير معتمدة على الزمن بصورة مباشرة . إن الفرضية الاخيرة نفسها قد تم افتراضها في المعادلة (16 _ 2) والتي تم اشتقاق المعادلات اللاحقة بواسطتها ولذلك فإن المعادلة (19 _ 2) يمكن أن تعتبر بالنسبة لميكانيك الكم المكافئ لقانون حفظ الطاقة

ويمكننا الآن أن ننتقل خطوة أخرى لنلاحظ في المعادلة (18 _ 2) أن السرعة الزاوية $\omega \ (= 2\pi\nu)$ لدالة الموجة (المتذبذبة) هي (29 _ 2)

$$\omega = \frac{E}{\hbar} \qquad (2\text{-}29)$$

وهذه تقابل معادلة ديبروي (4 _ 2) . ان سبب استخدام الرمز E بدلاً من W في المعادلة (28 _ 2) هو ان معادلة شريدنجر تمثل بالنسبة لميكانيك الكم المكافيء لقانون حفظ الطاقة غير النسبي . إن التعويض في ميكانيك الكم بقانون حفظ الطاقة النسبي قد قام به ديراك Dirac 1928 وسيتم ذكر بعض النتائج المتعلقة به في البند d 4 _ 2

c 2 _ 2 تفسير معنى ψ . الشروط الحدودية

Interpretation of Ψ. Boundary conditions.

ان العلاقة البسيطة (24 _ 2) يمكن أن تساعدنا على توضيح نوعين من من الموجات التي يمكن أن تنتج عن معادلة شريدنجر (14 _ 2) في الحالة التي تكون فيها V غير معتمدة على الزمن . وهذه الموجات هي الموجات المستقرة standing Waves والموجات المتحركة traveling wave وللحصول على النوع الاول فاننا نكتب المعادلة (16 _ 2) بالاستعانة بالمعادلات (18 _ 2) و (29 _ 2)

بالشكل التالي

$$\Psi = (ae^{ikx} + be^{-ikx})e^{-i\omega t} \qquad (2\text{-}30)$$

وهذه مشابهة لمعادلة موجة مستقرة على وتر يكون انحرافه y عن وضع الاستقرار مبيناً بالعلاقة

$$y = (a \sin kx + b \cos kx) \sin \omega t \qquad (2\text{-}31)$$

اما للحصول على الموجة المتحركة فإننا نكتب

$$\Psi = ae^{i(kx-\omega t)} + be^{-i(kx+\omega t)} \qquad (2\text{-}32)$$

والتي تذكرنا بالموجة الجيبية التي تتحرك في الاتجاه $+x$ وهي

$$y = a \sin (kx - \omega t) \qquad (2\text{-}33)$$

والموجة الجيبية المتحركة في الاتجاه $-x$ وهي

$$y = b \sin (kx + \omega t) \qquad (2\text{-}34)$$

إن من المفيد لاغراض سنأتي في المستقبل على ذكرها أن نلاحظ انه يمكننا أن نتعرف فيما إذا كانت اية دالة عامة للموجة هي موجة مستقرة ام متحركة وذلك بواسطة ملاحظة اشارة الطاقة E . ولتوضيح ذلك لنفرض أنَّ الحركة هي على محور واحد ولنفرض ايضاً أنَّ القوى المؤثرة على الجسم تعمل في منطقة محددة فقط من الفراغ ولذلك فإنه في هذه الحالة سيكون لدينا

$$V(x) \to 0 \quad \text{as} \quad |x| \to \infty \qquad (2\text{-}35)$$

وبذلك فان المعادلة (23 _ 2) وعندما تكون $|x| \to \infty$ تصبح

$$k \to \left(\frac{2m_0E}{\hbar^2}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (2\text{-}36)$$

فإذا كانت $E > 0$ فإن k ستكون مقداراً حقيقياً ويمكن في هذه الحالة كتابة حل المعادلة (22 _ 2) بالصيغة (32 _ 2) في النقاط البعيدة عن نقطة الاصل وبذلك تكون Ψ عبارة عن موجة متحركة اما إذا كانت $E < 0,$ فإن المعادلة (36 _ 2) تدل على أن، k ستكون مقداراً خيالياً مطلقاً في النقاط البعيدة عن نقطة الاصل اي أنه يمكن أن نكتب $k \to i\kappa$ حيث k هي مقدار حقيقي وفي المعادلة (24 _ 2) نحصل على : _

$$\psi \to ae^{-\kappa x} + be^{+\kappa x} \qquad (2\text{-}37)$$

حيث

$$\kappa = \left(\frac{2m_0\,|E|}{\hbar^2}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (2\ _\ 38)$$

وبالتعويض في المعادلة (16 _ 2) ينتج

$$\Psi \to \psi(x)e^{-i\omega t} \qquad (2\text{-}39)$$

حيث $\psi(x)$ هي دالة حقيقية . إن هذه المعادلة تمثل موجة مستقرة لذلك فإن E الموجبة تعني أنه وفي النقاط البعيدة عن مركز القوة فإن Ψ هي موجة متحركة اما E السالبة فتعني أن الموجة مستقرة . إن تحقيق Ψ للشروط الفيزياوية المذكورة أدناه يجب أن يتم من خلال وضع $b = 0$ او $a = 0$ في المعادلة (37 _ 2) عندما تكون $x \to +\infty$. او $x \to -\infty$ وذلك لأنه وبعيداً عن مركز القوة فإن Ψ تصبح صغيرة جداً وتدلنا المعادلة (39 _ 2) على أن الموجة المستقرة تمثل تغيرات اهتزازية موضعية . *localized* oscillating disturbance وهذا يقابل حالة جسم مرتبط *bound state* . إن الموجة المتحركة من ناحية أخرى تمثل تغيرات تقترب من مركز القوة او تبتعد عنه ان مثل هذه التغيرات تحدث في حيود الجسيمات او حيود الاشعة الضوئية خلال شق .

إن بورن (1926) Born وبعد دراسة مختلف عمليات الاستطارة على اساس معادلة شريدنجر اقترح أن دالة الموجة $\Psi(x,y,z,t)$ يمكن اعتبارها على اساس انها « الموجة الشبح »“ghost wave” والتي تدل على حركة الجسم ووجد كذلك أن المقدار

$$\Psi^*\Psi\, dx\, dy\, dz = |\Psi|^2\, dx\, dy\, dz \qquad (2\ _\ 40)$$

هو عبارة عن احتمال وجود الجسيم داخل عنصر الحجم $dx\, dy\, dz$. ان المقدار $|\Psi(x,y,z,t)|^2$ نفسه يمثل الاحتمال لكل وحدة حجوم لوجود الجسيم قرب النقطة x, y, z . وسوف يتم ربط هذا المقدار بالاحتمال الكلاسيكي في البند 2 _ 2 f

ومن المعادلة (16 _ 2) ومعادلة τ (18 _ 2) نجد انه اذا كان الجهد لا يعتمد على الزمن فإن

$$|\Psi(x,y,z,t)|^2 = |\psi(x,y,z)|^2 \qquad (2\ _\ 41)$$

وبذلك فان $|\Psi|^2$ لا تعتمد على الزمن في هذه الحالة . وبما ان $|\Psi|^2$ هي مقدار الاحتمال الفيزياوي فإنها يجب ان يكون لها الخواص التالية

1) يجب ان تكون احادية القيمة في كافة النقاط .

2) جميع تفاضلاتها الاولى والتي لها علاقة مع كثافة التيار او فيض الجسيمات (عدد الجسيمات لكل وحدة زمن لكل وحدة مساحات) يجب ان تكون مستمرة ايضاً .

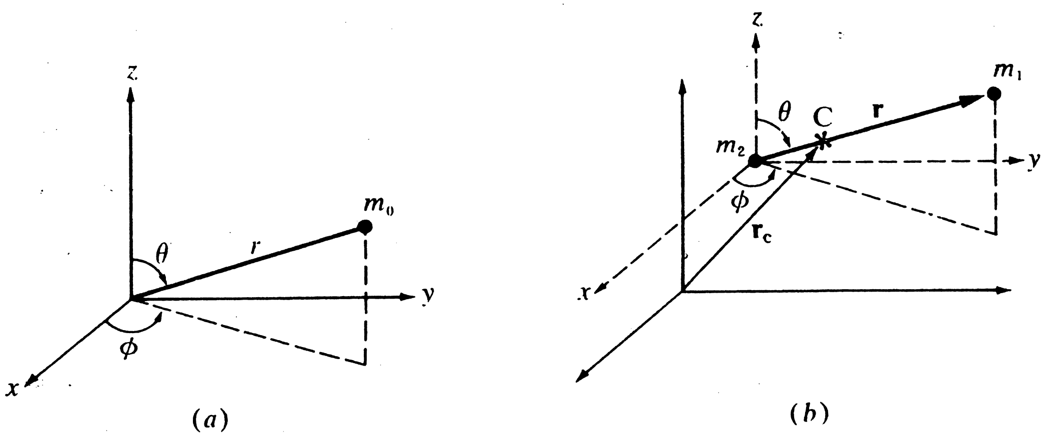
3) يجب ان لا تكون قيمة Ψ لامتناهية مطلقاً

4) اذا كانت $V \to \infty$ فإن $\Psi \to 0$ وذلك لان كل حد من حدود المعادلة (19 _ 2) يجب ان يبقى محدوداً .

اضافة الى ذلك فإنه وفي حالة الجسيم الواحد الموجود في منطقة محددة من الفضاء كما في حالة الالكترون في ذرة الهيدروجين فان

$$\int_{\text{all space}} |\psi|^2\, dx\, dy\, dz = 1 \qquad (2-42)$$

وبذلك فإنه وعندما $r \to \infty$ فإن $\psi \to 0$ لأي حالة مرتبطة . ان المعادلة (2 _ 42) تسمى بشرط المعيارية



الشكل 1 _ 2 الاحداثيات الكروية (*a*) مجموعة مكونة من جسيم واحد (*b*) مجموعة مكونة من جسيمين . ان مركز الثقل هو النقطة C .

2d _ 2 معادلة شريدنجر في الاحداثيات الكروية

ان عدداً كبيراً من الجهود الفيزياوية كجهد كولوم مثلاً يكون لها تناظر كروي وفي هذه الحالة فاننا يمكن ان نثبت ان دالة الموجة العامة يمكن ان تفصل في الاحداثيات الكروية r, θ, ϕ والمبينة في الشكل 1*a* _ 2 على النحو التالي : _

$$\psi(r,\theta,\phi) = R(r)\Theta(\theta)\Phi(\phi) \qquad (2-43)$$

ان تطبيق شروط احادية القيمة والمحدودية على ψ في جميع النقاط سوف يحدد شكل كل من Θ و Φ على النحو

$$\Theta(\theta) = P_l^{(m)}(\cos\theta) \qquad (2-44)$$

$$\Phi(\phi) = e^{im\phi} \qquad (2-45)$$

حيث $P_l^{(m)}$ = متعددات حدود ليجاندر المتعلقة ذات المرتبة l في $\cos\theta$

l, m هي اعداد صحيحة (تشمل الصفر) مع كون $|m| < l$ و m موجبة او سالبة اما l فموجبة فقط

ويمكن اثبات ان الاعداد الصحيحة m l لها علاقة مع الزخم الزاوي المداري $\mathbf{L}$ حول نقطة الاصل . ان مقدار $\mathbf{L}$ هو

$$L = [l(l+1)]^{\frac{1}{2}}\hbar \qquad (2-46)$$

ومع مركبته الشاقولية والمساوية للمقدار $m\hbar$

ان الدالة نصف القطرية $R(r)$ في المعادلة (43 _ 2) يمكن اعطاؤها بالمعادلة

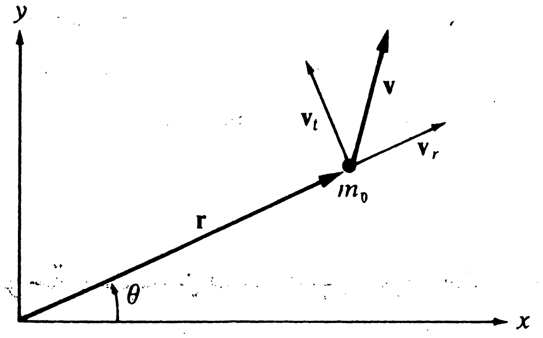
$$-\frac{\hbar^2}{2m_0}\frac{d^2u}{dr^2} + \left[\frac{l(l+1)\hbar^2}{2m_0 r^2} + V(r)\right]u = Eu \qquad (2-47)$$

حيث تم تعويض

$$u = rR(r) \qquad (2-48)$$

وذلك لاجل تبسيط المعادلة . ان معنى الشكل العام للمعادلة يمكن فهمه على اساس كلاسيكي . فلو تصورنا ان حركة الجسيم في مجال قوة مركزية فان الجسيم سيتحرك في مستوى ولو قمنا بتحليل السرعة الانية $\mathbf{v}$ الى المركبات $\mathbf{v}_r$ و $\mathbf{v}_t$ والتي هي عبارة عن المركبات نصف القطرية والماسية على التوالي عندما يكون متجه نصف القطر $\mathbf{r}$ كما هو مبين في الشكل (2 _ 2) فان قانون حفظ الطاقة يعطينا

$$\tfrac{1}{2}m_0(v_r^2 + v_t^2) + V(r,\theta) = E \qquad (2-49)$$



الشكل 2 _ 2 الحركة الكلاسيكية لجسم في مجال قوة مركزية . ان المستوي الموضح هو مستوى مسار الجسم

حيث $V(r,\theta)$ هو الجهد الذي تولده القوة المركزية . وبما انه لا يمكن ان يكون هناك عزم ناتج عن قوة مركزية تؤثر على جسم فان الزخم الزاوي المداري L للجسم يجب أن يكون ثابتاً للحركة .

$$L = m_0 v_t r \qquad (2-50)$$

وبالتخلص من v_t بين المعادلات (49 _ 2) و (50 _ 2) نحصل على

$$\tfrac{1}{2} m_0 v_r^2 + \frac{L^2}{2m_0 r^2} + V(r,\theta) = E \qquad (2-51)$$

ان العلاقة التي تربط هذه المعادلة بالمعادلة (47 _ 2) هي نفس العلاقة التي تربط المعادلتين (28 _ 2) و (19 _ 2) وبذلك نلاحظ أنّ الانتقال من الميكانيك الكلاسيكي الى ميكانيك الكم سوف يجعل التعويض التالي معقولا

$$L^2 \to l(l+1)\hbar^2 \qquad (2-52)$$

ومتوافقاً مع العلاقة (46 _ 2) والتي يمكن اشتقاقها بطريقة رياضية مباشرة . ان التعويض (52 _ 2) سوف يستخدم في هذا الكتاب مرات عديدة . ان بعض خواص الحل نصف القطري (المعادلة (47 _ 2)) سوف تتم مناقشتها في البند 5b _ 2 ولكننا هنا سوف نناقش الحالة التي تكون فيها $l = 0$ او $L = 0$ او بمعنى اخر عندما يكون الزخم الزاوي المداري يساوي صفراً .

$$-\frac{\hbar^2}{2m_0}\frac{d^2u}{dr^2} + V(r)u = Eu \qquad (2-53)$$

ان لهذه المعادلة نفس الصيغة الرياضية للمعادلة في اتجاه واحد (22 _ 2) . ان هذا التطابق سوف يفيدنا لاحقاً ولكننا الان نلاحظ ان التعويض (48 _ 2) للكمية u يتطلب ان تكون : -

$$u = 0 \quad \text{at} \quad r = 0 \qquad (2-54)$$

وذلك لان $R(r)$ يجب ان تبقى محدودة في جميع النقاط (راجع الشرط 3 من الشروط الحدودية في البند 2c _ 2)

2e _ 2 معادلة الموجة لجسيمين تحت تأثير قوى متبادلة

يعتبر موضوع حركة جسيمين تحت تأثير قواهما المتبادلة فقط من المواضيع الشائعة جداً في الفيزياء النووية ولهذا فانه من المفيد ان نقارن بين الطرق الكلاسيكية في فصل حركة مركز الثقل والحركة حول مركز الثقل مع طرق الفصل المتبعة في ميكانيك الكم . اذا كان لدينا الجسيمان ذوا الكتلتين m_1 و m_2 يتحركان تحت

تأثير القوى $\mathbf{F}_1$ و $\mathbf{F}_2$ فان المعادلات الكلاسيكية لحركة احد الجسيمين بالنسبة لنقطة اصل ثابتة هي .

$$\mathbf{F}_1 = m_1 \frac{d^2\mathbf{r}_1}{dt^2} \qquad (2-55)$$

$$\mathbf{F}_2 = m_2 \frac{d^2\mathbf{r}_2}{dt^2} \qquad (2-56)$$

$$\mathbf{F}_1 = -\mathbf{F}_2$$

وبتعريف موقع نقطة مركز الثقل بالعلاقة

$$\mathbf{r_c} = \frac{\mathbf{r}_1 m_1 + \mathbf{r}_2 m_2}{m_1 + m_2} \qquad (2-57)$$

فان حركة كل جسيم يمكن تعريفها بالنسبة لمركز ثقل المجموعة . وباستخدام الشرط (56 _ 2) فان القوة الكلية المؤثرة على المجموعة $m_1 + m_2$ تساوي صفراً ولهذا فان مركز ثقل المجموعة سوف يتحرك بمتجه سرعة ثابت . ان متجه نصف القطر للجسم 1 بالنسبة لمركز الثقل هو

$$\mathbf{r}\frac{m_2}{m_1 + m_2} \qquad 2-58$$

ومتجه نصف القطر للجسم 2 هو $-\mathbf{r}m_1/(m_1 + m_2)$ لان

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 \qquad (٢-59)$$

حيث تمثل $\mathbf{r}$ الازاحة النسبية بين الجسمين . ويمكن اشتقاق معادلة حركة $\mathbf{r}_1$ بالتعويض في المعادلة (55 _ 2) بالعلاقة

$$\mathbf{r}_1 = \mathbf{r_c} + \mathbf{r}\frac{m_2}{m_1 + m_2} \qquad (2-60)$$

وبما ان $d\mathbf{r_c}/dt$ = مقداراً ثابتاً فان

$$\mathbf{F}_1 = M_0 \frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} \qquad (2-61)$$

$$M_0 = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \qquad (2-62)$$

والذي هو عبارة عن الكتلة المختزلة للمجموعة

ان طريقة الفصل نفسها يمكن ان تتبع في ميكانيك الكم . وذلك باستخدام معادلة شريدنجر ولهذا الغرض فاننا نلاحظ ان تطبيق المعادلة (19 _ 2) في حالة وجود جسيمين يعطي

$$-\frac{\hbar^2}{2m_1}\nabla_1^2\psi - \frac{\hbar^2}{2m_2}\nabla_2^2\psi + V\psi = E\psi \qquad (2-63)$$

حيث تعتمد دالة الموجة ψ على كل من $\mathbf{r}_1$ و $\mathbf{r}_2$ ولكن الجهد V يعتمد على $\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 = \mathbf{r}$ فقط في حالة القوى المتبادلة . ان المقدار $\nabla_1^2\psi$ في الاحداثيات الكارتيزية هو .

$$\nabla_1^2\psi = \frac{\partial^2\psi}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y_1^2} + \frac{\partial^2\psi}{dz_1^2} \qquad (2-64)$$

ويمكن كتابة معادلة مماثلة بالنسبة الى $\nabla_2^2\psi$. وبما ان x_1 و x_2 هي دالات لكل من x_c و x كما هو مبين في المعادلات (2 _ 57) و (2 _ 59) فان

$$\frac{\partial\psi}{\partial x_1} = \frac{\partial\psi}{\partial x}\frac{\partial x}{\partial x_1} + \frac{\partial\psi}{\partial x_c}\frac{\partial x_c}{\partial x_1} \qquad (2-65)$$

$$= \frac{\partial\psi}{\partial x} + \frac{\partial\psi}{\partial x_c}\frac{m_1}{m_1+m_2}$$

كذلك فان

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x_1^2} = \frac{\partial}{\partial x_1}\left(\frac{\partial\psi}{\partial x_1}\right) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial\psi}{\partial x_1}\right)\frac{\partial x}{\partial x_1} + \frac{\partial}{\partial x_c}\left(\frac{\partial\psi}{\partial x_1}\right)\frac{\partial x_c}{\partial x_1}$$

$$= \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial x\,\partial x_c}\frac{2m_1}{m_1+m_2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial x_c^2}\left(\frac{m_1}{m_1+m_2}\right)^2 \qquad (2-66)$$

ويمكننا بنفس الطريقة الحصول على

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x_2^2} = \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2\psi}{\partial x\,\partial x_c}\frac{2m_2}{m_1+m_2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial x_c^2}\left(\frac{m_2}{m_1+m_2}\right)^2 \qquad (2-67)$$

والان فانه يمكننا كتابة المعادلة (2 _ 63) على النحو التالي

$$-\frac{\hbar^2}{2M_0}\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}\right) - \frac{\hbar^2}{2(m_1+m_2)}\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x_c^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y_c^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z_c^2}\right) + V\psi = E\psi \qquad (2-68)$$

حيث ان M_0 هي الكتلة المختزلة والمعرفة بالمعادلة (2 _ 62) . وبما ان V تعتمد على x, y, z فانه يمكننا فصل متغيرات هذه المعادلة بتعويض (2 _ 69) $\psi(\mathbf{r},\mathbf{r}_c) = \psi_0(\mathbf{r})\psi_c(\mathbf{r}_c)$ وبعد القسمة على $\psi_0\psi_c$ نحصل على

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2M_0}\frac{\nabla^2\psi_0}{\psi_0} + V\right] + \left[-\frac{\hbar^2}{2(m_1+m_2)}\frac{\nabla^2\psi_c}{\psi_c}\right] = E \qquad (2-70)$$

وبتقسيم الطاقة الكلية E الى طاقة مركز الثقل E_c وطاقة حركية بالنسبة لمركز الثقل E_0 فان فصل اعتماد الاحداثيات للمقادير داخل الاقواس يتطلب ان تكون

$$-\frac{\hbar^2}{2M_0}\nabla^2\psi_0 + V\psi_0 = E_0\psi_0 \qquad (2-71)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2(m_1+m_2)}\nabla^2\psi_c = E_c\psi_c \qquad (2-72)$$

ان المعادلة الاولى تمثل من جميع الجوانب المعادلة (19 _ 2) لجسيم واحد وهي عبارة عن المكافئ الكلي لمعادلة الطاقة التي تمثلها العلاقة (61 _ 2) . ان المعادلة الثانية تمثل حركة مركز الثقل بسرعة ثابتة وهذا يمكن ملاحظته من المناقشه التي تلت المعادلة 23 _ 2 حيث تم التعويض عن V بالصفر وفي المستقبل وعند دراسة المجموعات المكونة من جسيمين فان علامة سوف لا تستعمل وعلينا ان نتذكر ان المعادلة نصف القطرية (47 _ 2) تقابل المعادلة (71 _ 2) وفي هذه الحالة فان الزخم الزاوي المداري $[l(l+1)]^{\frac{1}{2}}\hbar$ يمثل حاصل جمع الزخوم الزاوية المدارية للجسيمين حول مركز الثقل .

2f _ 2 الجسيم المحصور داخل صندوق مكعب مغلق

Particle in a closed cubical box.

ان تطبيق معادلة شريدنجر (19 _ 2) على حالتين بسيطتين يمكن ان يعطينا توضيحاً لخواص المجموعات الكمية كالنواة مثلاً . ان اولى هاتين الحالتين هي حالة الجسيم داخل الصندوق المغلق والذي يمثل جسيماً في حالة ارتباط كالالكترون في الذرة او النيوكليون في النواة . ان الحالة الثانية التي سنناقشها تتعلق بتصرف حزمة من الجسيمات .

ان الصندوق المغلق يمثل بجهد غير متناهي الارتفاع عند موضع الجدران وبما ان الجسيم لا يمكن ان يكون خارج الصندوق فان ψ يجب ان تساوي صفرا في جميع النقاط التي تقع خارج الصندوق (راجع الشرط 4 من الشروط الحدودية في البند 2c _ 2) ولتبسيط الحل فاننا نستطيع ان نعتبر بان $V = 0$ داخل الصندوق كما هو مبين في الشكل 2 _ 3b

وبالتعويض عن ذلك في المعادلة (19 _ 2 والفرضية

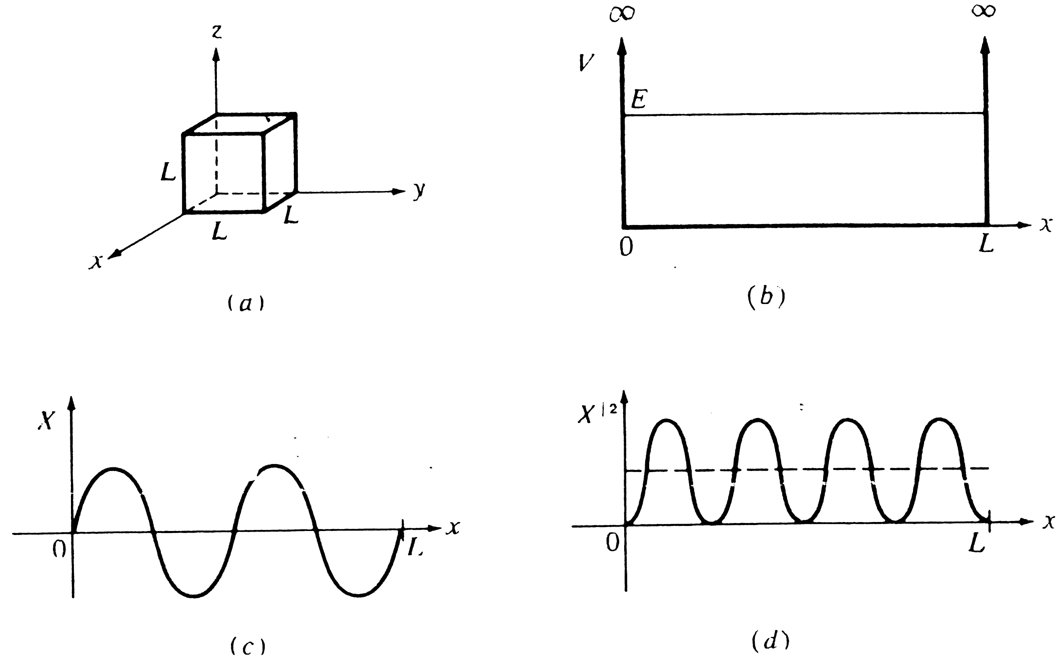
$$\psi(x,y,z) = X(x)Y(y)Z(z) \qquad (2-73)$$

فانه يصبح من السهل فصل المتغيرات للحصول على المعادلة

$$\frac{1}{X}\frac{d^2X}{dx^2} + \frac{1}{Y}\frac{d^2Y}{dy^2} + \frac{1}{Z}\frac{d^2Z}{dz^2} = -k^2 \qquad (2-74)$$

حيث ان العلاقة بين k^2 والطاقة (الثابتة) E وكتلة الجسيم m_0 هي

$$k^2 = \frac{2m_0E}{\hbar^2} \qquad (2-75)$$



الشكل 3 ــ 2 الجسيم داخل صندوق مغلق (a) احداثيات الصندوق (b) شكل الجهد على اعتبار ان E هي الطاقة الكلية للجسم (c) شكل دالة الموجة باتجاه x للحالة ($n_x = 4$) (d) شكل كثافة الاحتمال الذي يقابل الحالة في (c) . ان الاحتمال الكلاسيكي مبين بشكل خط متقطع

ان كل حد من الحدود الثلاثة في الطرف الايسر من المعادلة (74 ــ 2) يعتمد على احداثي واحد لذلك فانه يجب ان يساوي مقداراً ثابتاً وبذلك فانه يمكن القول أن

$$\frac{1}{X}\frac{d^2X}{dx^2} = -k_x^2 \qquad (2-76)$$

وكذلك بالنسبةللحدين الاخرين بحيث ترتبط ثوابت الفصل فيما بينها بالعلاقة

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2 \qquad (2-77)$$

ان المعادلة (76 ــ 2) مطابقة للمعادلة (22 ــ 2) ولذلك فان حلهاسيكون : ــ

$$X = a_x e^{ik_x x} + b_x e^{-ik_x x} \qquad (2-78)$$

ان الثوابت الاختيارية a_x و b_x يمكن يجادها باستخدام شرط الحدودية 4 في البند 2c ــ 2

$$X(0) = 0 \qquad X(L) = 0 \qquad (2-79)$$

فاذا تذكرنا ان $e^{is} = \cos s + i \sin s$, فاننا نلاحظ ان الشرط الاول من هذه الشروط اعلاه يتطلب ان تكون

$$X = A_x \sin k_x x \qquad (2-80)$$

حيث A_x هو ثابت اختياري . كما ان الشرط الثاني سوف يحدد قيم k_x بحيث تكون

$$k_x = \frac{n_x \pi}{L} \qquad (2-81)$$

حيث n_x. هو عدد صحيح . أن من المهم ان نلاحظ ولاستعمالات لاحقة ان الاعداد الصحيحة الموجبة فقط هي التي تهمنا وذلك لان تغير اشارة n_x. مكافيء لتغيير اشارة الثابت الاختياري A_x في المعادلة (80 ــ 2) وهذا لا يولد دالة موجة جديدة . ان قيمة n_x المساوية للصفر يجب اهمالها ايضا وذلك لان هذه الحالة ستجعل $\psi = 0$ في جميع انحاء الصندوق وبذلك فان المعادلة (42 ــ 2) تدلنا على عدم وجود اي جسيم في الصندوق .

وبنفس الطريقة فان حلول كل من y و z هي

$$Y = A_y \sin k_y y \qquad Z = A_z \sin k_z z \qquad (2-82)$$

$$k_y = \frac{n_y \pi}{L} \quad \text{and} \quad k_z = \frac{n_z \pi}{L} \qquad (2-83)$$

وبضم المعادلات (80 ــ 2) و (82 ــ 2) نحصل على دالة الموجة الكاملة وهي

$$\psi = A \sin k_x x \sin k_y y \sin k_z z \qquad (2-84)$$

حيث

$$A = A_x A_y A_z \qquad (2-85)$$

ان كل مركبة من مركبات هذه الدالة هي عبارة عن موجة ديبروي فمثلاً الطول الموجي في اتجاه x هو : ــ

$$\lambda_x = \frac{2\pi}{k_x} = \frac{2L}{n_x} \qquad (2-86)$$

وهذا هو الشرط اللازم لتوليد الموجات المستقرة داخل الصندوق بحيث تتكون العقد عند الجدران

ان الثابت A في المعادلة (84 ــ 2) يمكن ايجاده باستخدام شرط العيارية (42 ــ 2)

$$1 = A^2 \int_0^L \sin^2 \frac{n_x \pi x}{L} dx \int_0^L \sin^2 \frac{n_y \pi y}{L} dy \int_0^L \sin^2 \frac{n_z \pi z}{L} dz$$

$$= A^2(\tfrac{1}{2}L)^3 \qquad (2-87)$$

(حيث ان قيمة كل تكامل هي $L/2$ وذلك لان معدل قيمة مربع الجيب هي $\frac{1}{2}$ لاي عدد كامل من انصاف الموجات) وباختيار الاشارة الموجبة للسهولة نجد ان

$$A = (2/L)^{\frac{3}{2}} \qquad (2-88)$$

وهذا يعطينا الحل العياري الكامل

$$\psi = \left(\frac{2}{L}\right)^{\frac{3}{2}} \sin\frac{n_x\pi x}{L}\,\sin\frac{n_y\pi y}{L}\,\sin\frac{n_z\pi z}{L} \qquad (2-89)$$

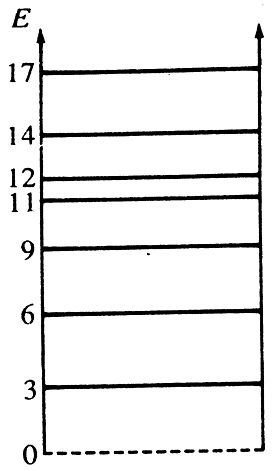
والان لو حاولنا مقارنة كثافة الاحتمال $|\psi|^2$ مع القيمة الكلاسيكية فانه ومن وجهة نظر ميكانيك نيوتن تكون معاملة الموضوع هي معاملة جسيم مزن يرتد عن جدران الصندوق الداخلية ارتداداً تام المرونة وبدون تأثير اي قوى خارجية ان جسيماً كهذا سيكون له نفس الانطلاق في جميع نقاط الصندوق ولهذا فان كثافة احتمال وجودة قرب نقطة ما هو $1/L^3$. ان هذه القيمة مساوية تماماً لقيمة $|\psi|^2$ في الحالة التي تقترب فيها كل من n و n_y و n_x من الما لا نهاية لانه وفي هذه الحالة سيكون من الممكن ان نعوض عن كل حد جيبي مربع بمعدل قيمته وهي $\frac{1}{2}$ (لاحظ . الشكل 3c – 2) . وهذا يعتبر توضيحاً لقاعدة التقابل *correspondence principle* (بور 1923 Bohr) والتي تنص على ان ميكانيك الكم يقترب من الميكانيك الكلاسيكي عندما تصبح الاعداد الكمية n_z و n_y و n_x في هذه الحالة كبيرة جداً .

ان الشروط الحدودية المؤثرة على المعادلة (79 – 2) والشروط المشابهة لها لكل من Y و Z لا تحدد فقط شكل دالة الموجة ولكنها تحدد ايضاً طاقة المجموعة E وذلك لان التعويض من المعادلات (81 – 2) و (83 – 2) في المعادلات (77 – 2) و (75 – 2) ينتج عنه

$$E = (n_x^2+n_y^2+n_z^2)\frac{\pi^2\hbar^2}{2m_0L^2} \qquad (2-90)$$

ان الشروط الحدودية على ψ اذن تؤدي الى تكميم الطاقة . كذلك فان شرط القيمة المحددة وشرط احادية القيمة (الشروط 1 و 3 من البند 2c – 2) على ψ تؤدي الى تكميم الزخم الزاوي المداري (البند 2 – 2) ومع ان هذه الطريقة في توضيح التكميم قد تبدو غير كافية للقارئ الا انه من غير الممكن اعطاء اي تفسير احسن من ذلك بالمقارنة بمبادئ الفيزياء الكلاسيكية

n_x	n_y	n_z	$(n_x^2+n_y^2+n_z^2)$†	Number of levels
1	1	1	3	1
1	1	2	6	3‡
1	2	2	9	3
1	1	3	11	3
2	2	2	12	1
1	2	3	14	6
2	2	3	17	3



الشكل 4 – 2 مستويات الطاقة للجسم داخل الصندوق المغلق . لاحظ ان ادنى حالة للطاقة هي ليست عندما تكون الطاقة مساوية للصفر

ان الجدول 1 – 2 والشكل 4 – 2 يبينان مستويات الطاقة الاوطأ للمجموعة مقاسة بوحدات $\pi^2\hbar^2/(2m_0L^2)$. وكما بينا سابقاً فان اياً من الاعداد الكمية لا يمكن ان يكون صفراً وسوف نوضح ان هذا يتلاءم مع قاعدة اللا تحديد لهايزبرك *uncertainty principle* Heisenberg (1927) . ان مقدار اللاتعين في الزخم الخطي لأوطأ حالة للطاقة وفي الاتجاه x هو

$$\Delta p_x \approx 2p_x \qquad (2-91)$$

لان اتجاه حركة الجسيم لا يمكن تعيينه بواسطة دالة موجته . ان مقدار اللا تعيين في موقع الجسيم والذي يقابل ذلك هو : -

$$\Delta x \approx L \qquad (2-92)$$

لان دالة الموجة هي عبارة عن نصف موجة جيبية تصبح قيمتها مساوية للصفر عند النقاط $x=0$ و $x=L$ ولا يمكننا تحديد موقع الجسم بدقة تقل عن L

واذا تذكرنا ان $p_x = \hbar k_x$ (المعادلة (2 ـ 27)) وباستعمال المعادلة (2 ـ 81) نحصل وفي حدود معامل يساوي 2 على

$$\Delta p_x \Delta x \approx h \qquad (2-93)$$

وهذه هي احدى صيغ اللاتعيين

ان من المفيد حساب مقدار القفزة في الطاقة $\pi^2\hbar^2/(2m_0L^2)$ في المعادلة (2 ـ 90) ففي حالة الكترون ذري فان $m_0 = 9.1 \times 10^{-28}$ g, $L \approx 10^{-8}$ cm

$$\frac{\pi^2\hbar^2}{2m_0L^2} \approx \frac{\pi^2(1.05 \times 10^{-27})^2}{2 \times 9.1 \times 10^{-28} \times 10^{-16}}$$

$$\approx 0.5 \times 10^{-10} \text{ ergs} \approx 30 \text{ ev}$$

(2 ـ 94)

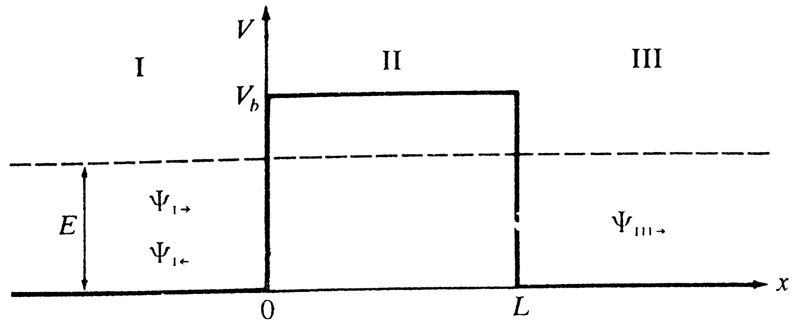
اما بالنسبة لنيوكليون في نواة فان $m_0 = 1.6 \times 10^{-24}$ g, $L \approx 5 \times 10^{-13}$ cm

$$\frac{\pi^2\hbar^2}{2m_0L^2} \approx 6 \text{ Mev} \qquad (2-95)$$

ان هذه القيم هي في حدود المقادير الصحيحة وتسمح لنا بتقدير الفرق الهائل بين الطاقات الذرية والطاقات النووية .

2g ـ 2 اختراق الجسيم للحواجز Barrier penetration of a particle

ان الموضوع الثاني الذي سنقوم بتطبيق معادلة شريدنجر عليه هو اختراق حاجز للجهد من قبل حزمة من الجسيمات . ان الحالة الكلاسيكية التي تقابل هذه الحالة هي تدحرج سيل من الكرات الى اعلى سطح مائل ومن الواضح في هذه الحالة انه اذا كانت الطاقة الكلية (غير النسبية) E للكرات لا تزيد على اكبر طاقة كامنة للجاذبية V_b والتي تمثل اعلى نقطة على السطح المائل فان الكرات سوف تتدحرج الى الاسفل مرة اخرى او بمعنى اخر فانها سترتد عن حاجز الجهد . من جهة اخرى واذا كانت $E > V_b$ فان الكرات سوف تعبر اعلى نقطة على السطح دائماً . ان هذه التأثيرات سنلاحظ انها تتغير بدجة كبيرة في المجموعات التي تصبح فيها التأثيرات الكمية مهمة



الشكل 5 ـ 2 حاجز جهد بسيط في اتجاه واحد . ان الجسيمات القادمة من $x = -\infty$ وتلك المتحركة الى اليمين واليسار قد تم بيان دالات موجاتها بالاسهم المبينة ازاءها وفي كل حالة فان $\Psi = \psi e^{-i\omega t}$.

ان الشكل 5 ـ 2 يبين حاجز جهد بسيط في اتجاه واحد ولو فرضنا ان حزمة من الجسيمات اصلها من $x = -\infty$ تتحرك نحو الحاجز اي نحو اليمين وافترضنا ان الطاقة الكلية لكل من هذه الجسيمات هي E وللسهولة فاننا سنقسم الفراغ الى ثلاث مناطق وهي III , II, I .. واذا جعلنا $V_I = 0,\ V_{II} = V_b,\ V_{III} = 0$ وبما ان $E > V$ للمناطق III, I فان الجسيمات في هذه المناطق يمكن تمثيلها بموجات متحركة (2 ـ 32) للمعادلة (2 ـ 22) . في المنطقة I يمكن للجسيمات ان تنعكس عن الحاجز الى اليسار اما في المنطقة III فان هذه الجسيمات لا تستطيع الحركة نحو اليسار وذلك لان مصدر الجسيمات هو عند $x = -\infty$ ولا يوجد اي شيء في المنطقة III يمكنه ان يعكس الجسيمات الى اليسار

ان حلول المعادلة (2 ـ 22) في المناطق I و III هي

$$\psi_I = a_I e^{ikx} + b_I e^{-ikx} = \psi_{I\rightarrow} + \psi_{I\leftarrow} \qquad (2-96)$$

$$\psi_{III} = a_{III} e^{ikx} = \psi_{III\rightarrow} \qquad (2-97)$$

حيث $k^2 = 2m_0E/\hbar^2$

اما في المنطقة II فان المعادلة التي يجب حلها هي

$$\frac{d^2\psi_{II}}{dx^2} = \kappa^2\psi_{II} \qquad (2-98)$$

$$\kappa^2 = 2m_0(V_b - E)/\hbar^2 \qquad (2-99)$$

ان حل هذه المعادلة هو

$$\psi_{II} = a_{II}e^{\kappa x} + b_{II}e^{-\kappa x} \qquad (2-100)$$

وهو حل يمثل موجة مستقرة من النوع (2 ـ 39)

ان احتمال مرور سيل الجسيمات عبر الحاجز في هذه الحالة هو

$$P = \frac{|\psi_{III\to}|^2 v}{|\psi_{I\to}|^2 v} = \frac{|a_{III}|^2}{|a_I|^2} \qquad (2\text{-}101)$$

حيث v في سرعة الجسيمات ولايجاد هذا المقدار فاننا نلاحظ أن المعاملات (المعقدة) a و b يجب ايجادها عن طريق التأكد من أن ψ و $d\psi/dx$ هي دالات مستمرة عند L و $x = 0$ فمثلاً وعندما $x = 0$ فان

$$\psi_{I\to} + \psi_{I\leftarrow} = \psi_{II} \quad \text{leads to} \quad a_I + b_I = a_{II} + b_{II} \qquad (2\text{-}102)$$

and at $x = L$

$$\psi_{II} = \psi_{III\to} \quad \text{leads to} \quad a_{II}e^{\kappa L} + b_{II}e^{-\kappa L} = a_{III}e^{ikL} \qquad (2\text{-}103)$$

ويمكن الحصول على معادلات مشابهة من تساوي التفاضلات وبحل المعادلات لحساب a_I و a_{III} وبعد بعض العمليات الجبرية نجد ان

$$P = \left[1 + \frac{V_b^2}{4E(V_b - E)}\sinh^2 \kappa L\right]^{-1} \qquad (2 - 104)$$

وعندما تكون $\kappa L \gg 1$ اي ان فإن $\sinh^2 \kappa L \approx \frac{1}{4}e^{+2\kappa L}$

$$P \approx 16\frac{E}{V_b}\left(1 - \frac{E}{V_b}\right)e^{-2\kappa L} \qquad (2\text{-}105)$$

ان العامل المهم في معظم الحالات الفيزياوية هو الحد الاسي فمثلاً ولبروتونات ذات طاقة 5-Mev وعندما تكون $V_b = 10$ Mev, $L = 10^{-12}$ cm فان المعادلة (2 ـ 99) تعطي

$$\kappa = \frac{[2 \times 1.6 \times 10^{-24} \times (10 - 5) \times 1.6 \times 10^{-6}]^{\frac{1}{2}}}{1.05 \times 10^{-27}}$$

$$\approx 5 \times 10^{12}\ \text{cm}^{-1}$$

$$e^{-2\kappa L} = e^{-10} = 0.5 \times 10^{-4}$$

وبهذا تكون

$$P = (16 \times 0.5 \times 0.5) \times 0.5 \times 10^{-4} = 2 \times 10^{-4}$$

وقد جرت العادة على اهمال العامل امام الحد الاسي وبذلك نكتب (2 - 106)

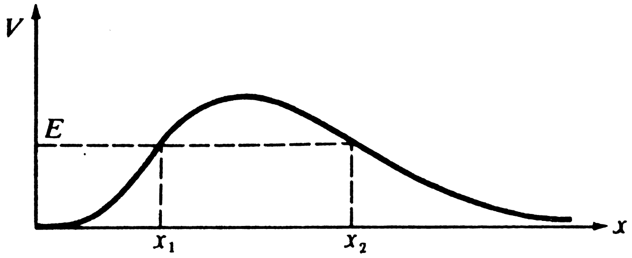
$$P \approx e^{-\gamma}$$

$$\gamma = 2\kappa L = 2[2m_0(V_b - E)]^{\frac{1}{2}}L/\hbar.$$

اما اذا كانت V غير ثابتة بل تتغير مع x فإنه يمكن اثبات أنَّ نفس العلاقة للاحتمال P تبقى صحيحة ولكن باستخدام

$$\gamma = \frac{2}{\hbar}\int_{x_1}^{x_2}\{2m_0[V(x) - E]\}^{\frac{1}{2}}\,dx \qquad 2 - 107$$

حيث x_1 و x_2 هي نقاط الانقلاب الكلاسيكية اي انها النقاط التي تكون فيها $E = V(x)$ كما هو مبين في الشكل 6 ـ 2



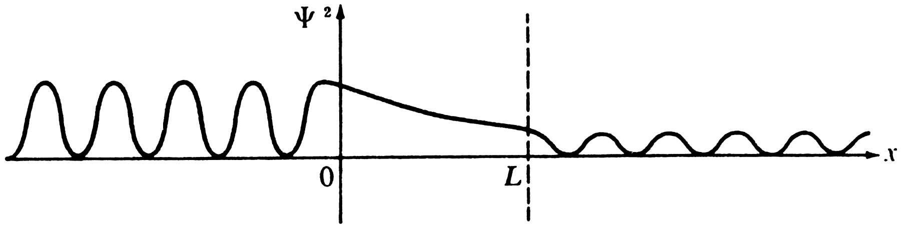
الشكل 6 ـ 2 حاجز عام في اتجاه واحد ويبين نقاط الانقلاب الكلاسيكية x_2 و x_1

لقد بينا في البند 2d ـ 2 أنهُ في حالة وجود تناظر كروي وعندما يكون الزخم الزاوي صفراً فان نفس المعادلات الرياضية سوف نحصل عليها كما هي الحال في حالة الحركة باتجاه واحد وبهذه الحالة ايضاً فإنَّ $P \approx e^{-\gamma}$

$$\gamma = \frac{2}{\hbar}\int_{r_1}^{r_2}\{2m_0[V(r) - E]\}^{\frac{1}{2}}\,dr \qquad (2 - 108)$$

إن هذه العلاقة سوف تكون مفيدة خلال مناقشتنا لانحلال الفا وإذا كان الجهد ناتجاً عن تأثر متبادل بين جسمين فإن m_0 سوف تمثل الكتلة المختزلة (راجع المعادلة (2 ـ 62))

إن الشكل 7 ـ 2 يوضح شكل دالة الموجة الذي نحصل عليه إذا قمنا بايجاد الثوابت a, b وباستخدام الشروط الحدودية وتعويضها في المعادلات (96 ـ 2) و (2 ـ 67) و (100 ـ 2) والملاحظة في هذا المثال ان طاقة الجسم لم تتغير وبذلك فان طول الموجة متساوٍ على جهتي الحاجز .



الشكل 7 ـ 2 توضيح دالة الموجة للحاجز المبين في الشكل 5 ـ 2 . ان موقع مصدر الجسيمات هو النقطة $-\infty$

2h ـ 2 التناظر Parity.

يمكننا من خلال دراسة المعادلات (2 ـ 15) و (2 ـ 19) ملاحظة أن التعويض بكل من $x \to -x, y \to -y$ $z \to -z$ (او باختصار $\mathbf{r} \to -\mathbf{r}$) فإن وضع معادلة شريدنجر سوف لا يتغير إذا كانت

$$V(-x,-y,-z) = V(x,y,z) \qquad (2-109)$$

إن التعويض $\mathbf{r} \to -\mathbf{r}$ يسمى بتأثير التناظر . ان الجهد الذي له الخاصية المبينة بالمعادلة (2 ـ 109) يسمى جهد « حافظ للتناظر » Parity Conserving Potential ويبدو أن جميع الجهود الفيزياوية بما في ذلك الجهود التي تولدها القوى النووية تملك هذه الخاصية .

ان دالة الموجة ψ في المعادلة 19 ـ 2 بالنسبة للجهود المعرفة بالمعادلة (2 ـ 109) يجب أن تكون لها الخاصية

$$\psi(-\mathbf{r}) = +\psi(\mathbf{r}) \qquad (2-110)$$

او

$$\psi(-\mathbf{r}) = -\psi(\mathbf{r}) \qquad (2-111)$$

اضافة الى ذلك فان دالة الموجة لأية مجموعة مهما كانت معقدة لا يمكن مطلقاً أن تتغير من نوع الى نوع آخر (طالما بقي التفاعل داخل المجموعة حافظاً للتناظر

إن دالة الموجة (2 ـ 110) تسمى دالة زوجية التناظر even Parity او زوجية كما أن دالة الموجة الاخرى تسمى دالة فردية التناظر odd parity

إن حفظ التناظر في التفاعلات النووية يضع قيوداً كثيرة على ديناميكية العمليات النووية (الانحلالات والتفاعلات) ولهذا فإنه من المهم معرفة تناظر الحالات النووية سواء كان ذلك بالطرق النظرية او بالطرق العملية . إن تناظر دالة موجة مستقرة يمكن معرفته من خلال الاعداد الكمية كما سنوضح ادناه لحالة خاصة .

إن تناظر دالة الموجة ψ في مثال الجسيم داخل الصندوق المغلق غير معروف (ذلك لان $\psi = 0$ خارج الصندوق ومن السهل ملاحظة أن $\psi(x) \neq \psi(-x)$ عند قيم $0 < |x| < L]$ وذلك بسبب موقع الصندوق بالنسبة لنقطة الاصل (راجع الشكل $3a$ ـ 2) والذي يؤدي الى أن تكون V غير منسجمة مع الخاصية (2 ـ 109) اما اذا تم تحويل نقطة الاصل الى مركز الصندوق فان V سوف تكون محققة للخاصية (2 ـ 109) وفي هذه الحالة فان دالة الموجه سوف تتخذ الشكل (2 ـ 112)

$$\psi = \left(\frac{2}{L}\right)^{\frac{3}{2}} \sin\left(\frac{n_x\pi x'}{L} + \frac{n_x\pi}{2}\right) \sin\left(\frac{n_y\pi y'}{L} + \frac{n_y\pi}{2}\right) \sin\left(\frac{n_z\pi z'}{L} + \frac{n_z\pi}{2}\right) \qquad (2-112)$$

حيث أن x' و y' و z' هي الاحداثيات المقاسة بالنسبة لمركز الصندوق ($x' = x - L/2$) وإذا كانت n_x فردية فان دالة الجيب تصبح (2 ـ 113)

$$\pm\cos\frac{n_x\pi x'}{L} \qquad (2-113)$$

والتي لها تناظر زوجي . اما قيم n_x الزوجي فتعطي دالة الجيب بالشكل

$$\pm\sin\frac{n_x\pi x'}{L} \qquad (2-114)$$

والتي لها تناظر فردي وبذلك فان التناظر الكلي لدالة الموجة يكون زوجياً أو فردياً اعتماداً على كون $(n_x + n_y + n_z)$ مقداراً فردياً أو زوجياً على التوالي

يمكننا ايضاً أن نبرهن على أن دالة الموجة (2 ـ 43) والتي تطبق بالنسبة للجهود نصف القطرية يكون لها تناظر هو $(-1)^l$ حيث l هو العدد الكلي الذي يحدد الزخم الزاوي المداري للمجموعة . $[l(l+1)]^{\frac{1}{2}}\hbar$

والآن وبعد الانتهاء من مناقشة هذه المبادىء الاساسية في ميكانيك الكم والتي نحتاجها لاجل فهم طبيعة التركيب النووي فاننا نعود الى دراستنا للفيزياء النووية

3 ـ 2 طاقة الارتباط النووية NUCLEAR BINDING ENERGY

ان لكل نواة حالة دنيا من الطاقة تسمى الحالة الارضية ground state وحالات اعلى من الطاقة تسمى الحالات المتهيجة excited states . ان كثيراً من المعلومات المتعلقة بالقوى النووية يمكن معرفتها من خلال دراسة الحالات الارضية للنوى بغض النظر عن كون هذه النوى مستقرة ام ان لها القابلية على الانحلال الاشعاعي . ان دلائل نظامية يمكن ان تلاحظ في كل من الكتلة ونصف القطر والشحنة والوفرة الطبيعية للعناصر ... الخ . ان دراسة دقيقة لهذه النوى تبين ايضاً ان هناك تكراريات مهمة تجدر ملاحظتها . ان النماذج النووية التي تم تطويرها لاجل تفسير هذه الخواص يمكن ان تصنف الى نماذج شبه كلاسيكية Semiclassicd او (الجسيمية) والتي تؤدي الى فهم عام للخواص النظامية للنوى والى نماذج كمية quantum او (موجية) والتي هي وحدها يمكن ان تؤدي الى فهم تفاصيل التكراريات الموجودة في النواة . ان نموذج قطرة السائل Liquid drop model ونموذج القشرة Shell model تعدُّ امثلة حية على كل صنف من هذه النماذج وسوف نقوم بشرح كل منها لاحقاً

3 a – 2 تعاريف Definitions

ان احدى اكثر الكميات اهمية في دراستنا هي الكتلة النووية ويجري عادة قياس الكتلة بوحدات الكتلة النووية والتي رمزها u وتعرف على اساس ان كتلة ذرة C^{12} الواحدة تساوي بالضبط 12.0000 u ويعطي الملحق C كتل النوى المستقرة مقاسة بهذه الوحدة .

ان الفرق بين الكتلة الحقيقية للنواة وبين مجموع كتل مكوناتها في النيوكليونات يسمى طاقة الارتباط الكلية total Binding energy ، وهي تمثل مقدار الشغل اللازم لتحليل النواة (A,Z) الى النيوكليونات او بالعكس فهي مقدار الطاقة المتحررة عند جمع النيوكليونات لبناء النواة وللسهولة فإن الكتل الذرية ستستخدم هنا بدلاً من الكتل النووية لان هذا لا يؤدي الى اية صعوبة عدا وجوب اخذ طاقات ارتباط الالكترونات الذرية بنظر الاعتبار اثناء اجراء الحسابات وللسهولة فان هذه تحذف عادةً وبهذا فاننا نستطيع ان نكتب

$$B_{tot}(A,Z) = [ZM_H + NM_n - M(A,Z)]c^2 \qquad (2-115)$$

حيث ان تعريف الكميات اعلاه مطابق لما جاء في المعادلة (1 – 1) و (2 – 1) ان معدل طاقة الارتباط لكل نيوكليون هو : -

$$B_{ave}(A,Z) = \frac{B_{tot}(A,Z)}{A} \qquad (2-116)$$

ان الكميات ادناه تكون احياناً مفيدة مع أننا سوف لا نستعملها (الا في الملحق C)

$$\text{Mass excess} = M - A \qquad (2-117)$$

$$\text{Packing fraction} = \frac{M-A}{A} \qquad (2-118)$$

إن مقدار الشغل اللازم لفصل بروتون او نيوترون او ديوترون او جسيم الفا عن النواة يسمى طاقة الفصل *separation energy S* وبالعكس فإن هذا المقدار من الطاقة سوف يتحرر عندما تقوم النواة بإقتناص احد هذه الجسيمات . إن طاقة الفصل بالنسبة للنيوترونات هي

$$S_n = [M(A-1,Z) + M_n - M(A,Z)]c^2 \qquad (2-119)$$

إن جميع طاقات الفصل يمكن أن نكتب بدلالة طاقات الارتباط للنوى المشتركة وذلك بالتعويض عن الكتلة من المعادلة (115 – 2) في معادلات مشابهة للمعادلة (119 – 2) وبذلك نحصل على

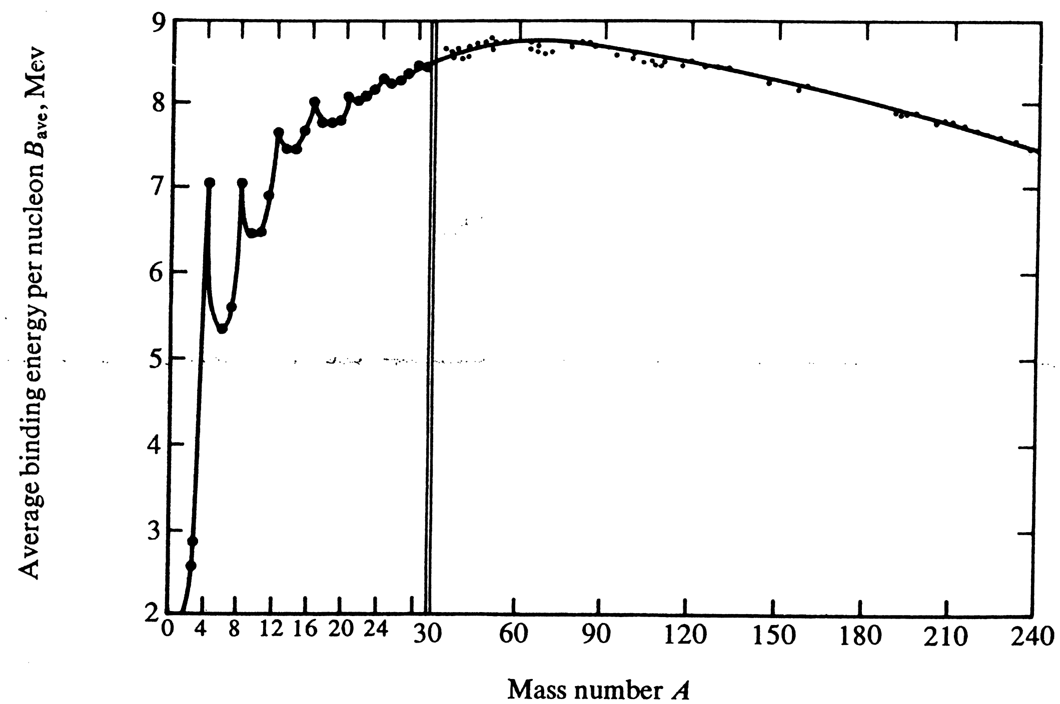
$$S_n = B_{tot}(A,Z) - B_{tot}(A-1,Z) \qquad (2-120)$$

$$S_\alpha = B_{tot}(A,Z) - B_{tot}(A-4,Z-2) - B_{tot}(4,2) \qquad (2-121)$$

3b – 2 معدل طاقة ارتباط النيوكليون الواحد . الاشباع وقصر مدى القوى النووية

Average binding energy per nucleon. Saturation and short range of nuclear forces.

ان قياس B_{tot} يتم عملياً بواسطة قياسات دقيقة للكتل M باستخدام ما يسمى بمطياف الكتلة او من خلال ايجاد S من دراسة التفاعلات النووية ان الخواص العامة للمقدار B_{ave} ملخصة في الشكل 8 – 2



الشكل 8 – 2 علاقة معدل طاقة ارتباط النيوكليون مع العدد الكتلي للنوى الموجودة في الطبيعة (ونواة Be^8) . لاحظ ان القياس على المحور السيني يتغير عند $A = 30$

ان اكثر خواص B_{ave} اثارة هي انها لا تعتمد على A تقريباً عدا النوى الخفيفة جداً . ولو افترضنا ان طاقة الارتباط (طاقة التأصر بالاصطلاح الكيمياوي) لكل نيوكليون مع نيوكليون أخر في النواة هي تقريباً مقدار ثابت C فان النواة التي تحتوي على A من النيوكليونات سوف تحتوي على $\frac{1}{2}A(A-1)$ من الاواصر وبذلك فان

$$B_{tot} \approx \tfrac{1}{2}CA(A-1) \qquad (2-122)$$

$$B_{ave} \approx \frac{1}{2}C(A-1) \qquad (2 - 123)$$

وهذا يشكل تناقضاً واضحاً مع الشكل 8 _ 2 حيث ان الثبوت التقريبي للطاقة B_{ave} يدل على ان كل نيوكليون لا يرتبط باواصر متساوية مع جميع النيوكليونات الاخرى بل ان القوة النووية بين النيوكليونات لا يسري تأثيرها الى ابعد من بضع نيوكليونات . ان هذا يعني انه اما ان القوى النووية هي ذات مدى قصير جداً يبلغ في حدود قطر النيوكليون الواحد او ان هذه الاواصر تصل الى حد الاشباع كما هي الحالة في الاواصر الكيمياوية . ان الاشباع يعني ان طاقة الارتباط او التآصر بين نيوكليون وباقي النيوكليونات تصل الى حد ثابت عندما يصل العدد الكلي للنيوكليونات المتجمعة الى حد معين ويظهر من الشكل 8 _ 2 ان حد الاشباع يبدأ بالظهور بالنسبة لاربعة نيوكليونات فاكثر .

ان من الممكن معرفة فيما اذا كانت اي من التأثيرات اعلاه اكثر اهمية ان مدى القوة النووية يمكن تقديره من خلال دراسة استطارة نيوكليونين (p,p او n,p) ومن معرفة طاقة ارتباط الديوترون وقد وجد ان مدى القوى النووية هو في حدود 2 F وهذا مقارب لقطر النيوكليون . ان هذه القيمة لوحدها يمكن ان تؤدي الى ان تكون B_{ave} ثابتة اذا كان كل نيوكليون متأصراً مع اقرب نيوكليون مجاور له فقط ولكن حجم النواة في هذه الحالة سوف لا يتناسب مع A اي ان $R \neq R_0A^{\frac{1}{3}}$ وهذا يناقض المعادلة (5 _ 1) . ان السبب في هذا هو ان النيوكليونات الموجودة في نواة معينة سوف ترتب نفسها بطريقة تؤدي الى ان تكون الطاقة الكلية للمجموعة اقل ما يمكن . ان اقل طاقة كامنة ناتجة عن وجود القوى النووية اعلاه تكون في الحالة التي تتزاحم فيها النيوكليونات بحيث يكون كل نيوكليون داخل منطقة حدودها 2 F من بقية النيوكليونات ان الطاقة الحركية تكون اقل ما يمكن عندما يتحرك كل نيوكليون داخل اكبر حجم ممكن وبما ان الطاقة الكامنة هي الاكثر تأثيراً فان النواة سوف تنهار في هذه الحالة الى قطر يبلغ حوالي 2.F ولذلك فانه لا بد من وجود تأثيرات اخرى الى جانب وجود القوى القصيرة المدى .

ان النظريات الحديثة للتركيب النووي تعزو عملية الاشباع الى تأثيرين الأول : _ الاثبات العملي ان القوة بين نيوكليونين تصبح ذات طبيعة تنافرية شديدة عند مسافة في حدود $\frac{1}{2}$ F . ويمكننا القول ان للنيوكليونات قلباً صلباً *hard core* . ومع ان هذا وحده سوف يؤدي الى اعتماد نصف القطر على $A^{\frac{1}{3}}$ الا ان قيمة الثابت R_0 المحسوب للمعادلة (5 _ 1) يبدو صغيراً جداً . ان السبب الثاني هو قاعدة الانفراد لپاولي والتي لا تسمح لنيوكليونين من نفس النوع

كبروتونين مثلاً ان يحتلا حالات لها نفس الاعداد الكمية وهذا ينتج عنه تأثيرات تحاول ابعاد النيوكليونات عن بعضها .

وباختصار فان ملاحظة عامة لخواص طاقة الارتباط والحجوم النووية قد ادت الى ظهور دلائل حول طبيعة القوة النووية . وقبل ان نحاول الدخول في تفاصيل اكثر حول هذا الموضوع فانه من المفيد في ان نشير الى مجموعة فيزياوية اخرى يكون فيها معدل طاقة الارتباط ثابتاً وهي المواد الصلبة والسائلة حيث ان حرارة التبخر وهي مقدار الشغل اللازم لتجزئة m غرام من المادة الى n من الجزيئات المنفصلة عند درجة حرارة ثابتة . فاذا كانت كتلة الجزيئة الواحدة هي M_0 فان

$$m = nM_0 \qquad (2 - 124)$$

ان معدل طاقة ارتباط الجزيئة الواحدة هو

$$\frac{Q}{n} = \frac{QM_0}{m} \qquad (2 - 125)$$

وقد وجد عملياً ان Q تتناسب طردياً مع m ويسمى المقدار Q/m بالحرارة الكامنة للتبخر *latent heat of vaporization* والتي هي للماء عند 100 C تساوي

$$\frac{Q}{m} = 540 \text{ cal/g} = 2.26 \times 10^{10} \text{ ergs/g}$$

$$M_0 = \frac{18}{6.02 \times 10^{23}} = 2.99 \times 10^{-23} \text{ g}$$

وبهذا فان

$$\frac{Q}{n} = 6.75 \times 10^{-13} \text{ ergs} = 0.42 \text{ ev}$$

ان مقارنة هذه النتيجة مع B_{ave} تدلنا ايضاً على ان الطاقات الذرية والنووية هي في مرتبة الالكترون فولت والميكاالكترون فولت على التوالي وكما هو مبين ايضاً في نهاية البند 2 f _ 2 (المعادلات (94 _ 2) و (95 _ 2) في مجال اخر ان الشكل (8 _ 2) يبين انه في حالة النوى الخفيفة والتي يكون فيها عدد النيوكليونات مساوياً لعدد كامل من جسيمات الفا فان طاقات ارتباط النيوكليون الواحد فيها تكون عالية وهذا يمكن فهمه فقط على اساس ميكانيك الكم باستخدام نموذج للتركيب النووي يؤخذ فيه بنظر الاعتبار اعتماد القوة النووية على الدوران الذاتي للنيوكليونات ولكننا نرى انه من المغري لنا ان نقترح نموذجاً للنواة تكون

فيها جسيمات الفا مكونات اساسية للنواة ويكون التآصر بين هذه الجسيمات بدلاً من التآصر بين النيوكليونات نفسها .

ان نموذجاً كهذا قد اثبت نجاحاً محدوداً .

ان الخاصية الثانية التي تجدر ملاحظتها في الشكل (8 ـ 2) هي ان B_{ave} تقل كلما ازدادت A وهذا سببه التأثير المتزايد لقوة كولوم كما سنرى لاحقاً

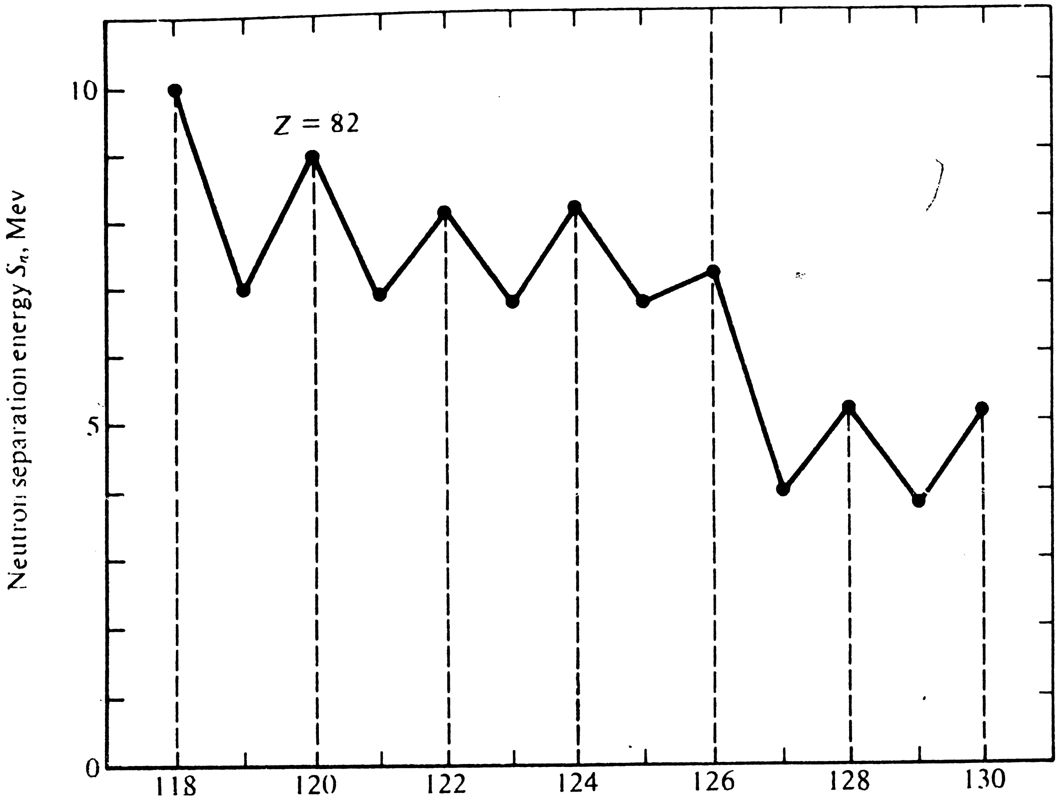
3c ـ 2 نظاميات طاقة الفصل Separation energy systematics

ان النظاميات المثالية لطاقات فصل النيوترون S_n واضحة في الشكل 9 ـ 2 حيث انه ولقيمة معينة للعدد الذري Z فان S_n تكون اكبر ـ (في النوى التي تكون فيها N زوجية) ـ مما هي عليه في النوى التي تكون فيها N فردية وكذلك فانه ولقيمة معينة لعدد النيوترونات N فان S_p تكون اكبر ـ في النوى التي تكون فيها Z زوجية ـ مما هي عليه في النوى ذات Z الفردية . ان هذا ناتج عن احدى خواص القوى النووية التي ينتج عنها ارتباط اضافي بين كل زوج من النيوكليونات المتشابهة الموجودة في الحالة نفسها والتي يكون لها زخوم زاوية كلية تعمل من اتجاهين متعاكسين وهذا هو ايضاً السبب في الاستقرار العالي لتركيب جسيمات الفا الذي سبق ذكره وسنقوم بذكر دلائل اخرى على تأثير هذا الازدواج *pairing* في بنود لاحقة . ان الفرق

$$S_n(A, Z, \text{even } N) - S_n(A-1, Z, N-1) \qquad (2-126)$$

يسمى طاقة ازدواج النيوترون neutron pairing energy وهي تتغير تقريباً وتتراوح ما بين 2 الى 4 ميكاالكترون فولت مع زيادة A وتظهر قيم مشابهة لذلك بالنسبة للبروتونات .

ان الازدواج يؤدي الى ان تكون النوى الزوجية الزوجية *even-even* (Z زوجية و N زوجية) اكثر استقراراً من النوى الزوجية الفردية والنوى الفردية الزوجية وهذه بدورها اكثر ارتباط من النوى الفردية ـ الفردية وهذا يتضح ايضاً من ملاحظة نظاميات الوفرة الطبيعية للنوى المستقرة .

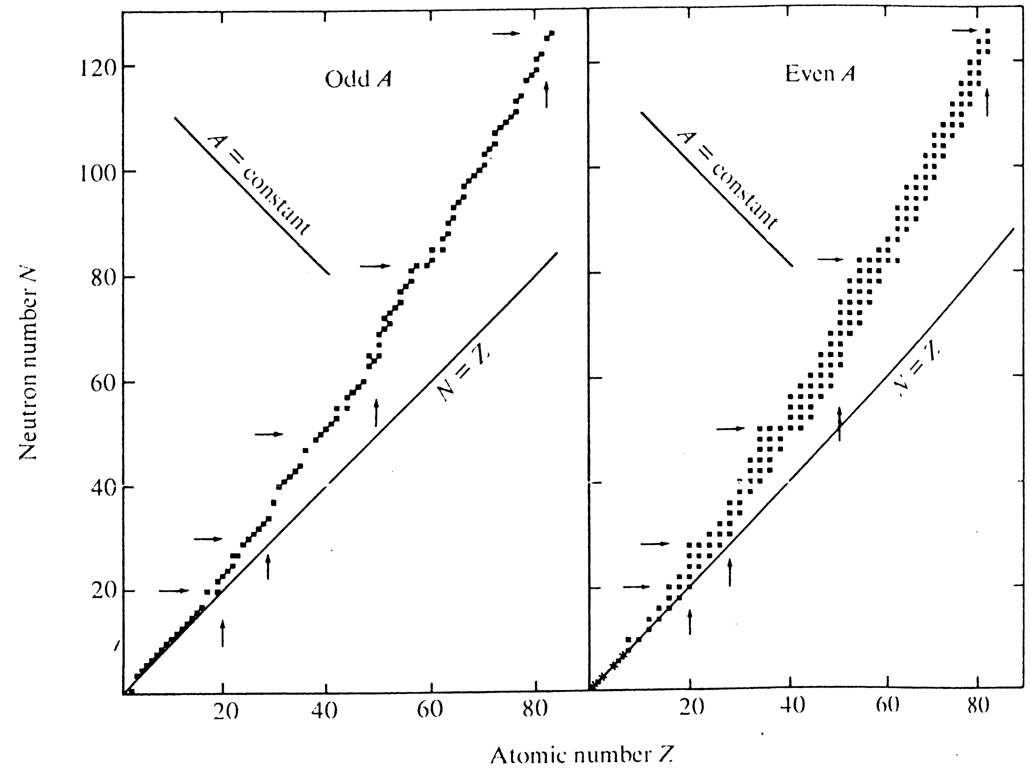


الشكل 9 ـ 2 طاقات فصل النيوترون في نظائر الرصاص بدلالة عدد النيوترونات الموجودة في النواة .

3d ـ 2 نظاميات الوفرة الطبيعية للنوى المستقرة

Abundance systematics of stable nuclides.

ان النوى الموجودة في الكرة الارضية هي اما مستقرة او ذات نشاط اشعاعي باعمار نصفية تزيد على 10^9 تقريباً وذلك لانها قد تكونت قبل 5×10^9 سنة مضت على الاقل حسب النظريات السائدة الان . ان الشكل 10 ـ 2 يوضح العلاقة بين Z و N لجميع النوى المعروفة مقسمة الى ايزوبارات فردية وزوجية . ان معدل خط الاستقرار *line of stability* يتركز حول $N = Z$ بالنسبة للنوى الخفيفة اما بالنسبة للنوى الاثقل فان الاستقرار يشذ عن ذلك بسبب زيادة اهمية قوة كولوم . وعندما تكون A فردية فانه يوجد فقط ايزوبار واحد (عدا 123 و 113 = A) وعندما تكون A زوجية فانه توجد فقط نوى زوجية زوجية (عدا 14 و 10 و 6 و 2 = A) . ان الجدول 2 ـ 2 يوضح ملخص تكرار وفرة النوى في الطبيعة .



الشكل 10 ـ 2 العلاقة بين عدد البروتونات وعدد النيوترونات في النوى المستقرة . ان الايزوبارات الفردية مبينة في يسار الشكل والزوجية في يمينه . ان الاسهم تؤشر في اتجاه الاقتراب من « الاعداد السحرية » عند قيم N و Z = 20 و 28 و 50 و 82 و 126 والايسوبارات الفردية الفردية عند قيم A = 2 و 6 و 10 و 14

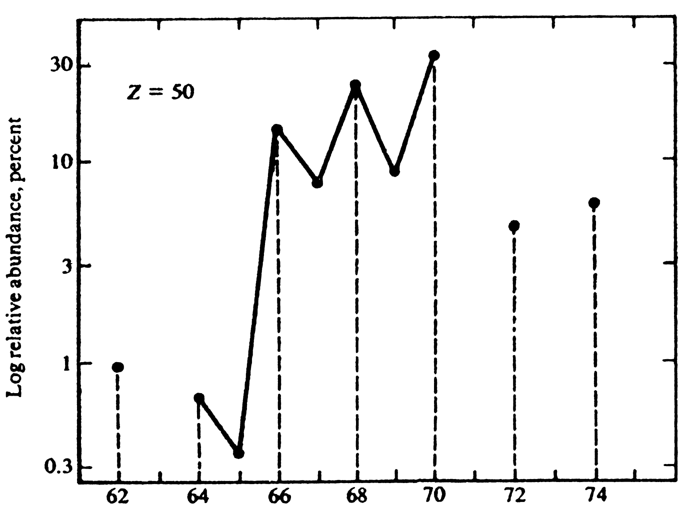
ان النوى الزوجية الزوجية تظهر بوفرة اكبر . ولو اعتبرنا ان النوى المستقرة تتولد بطريقة بحيث تؤدي الزيادة في طاقة الارتباط الى زيادة في نسبة الوفرة الطبيعية فإننا نستنتج أن النوى الزوجية ـ الزوجية اكثر استقراراً اي اننا يمكن ان نكافىء الوفرة الطبيعية بالاستقرار وهذا يتفق مع الاستنتاجات التي تم التوصل اليها من دراسة نظاميات طاقات الفصل . ان عملية تكوين العناصر في الطبيعة كانت عملية معقدة على الاغلب الا ان احدى عمليات التوليد المحتملة وهي نظرية انفجار السوبر نوفا supernova explosions تعتمد على الدور الرئيس الذي تلعبه طاقة الارتباط في التحكم في الوفرة الطبيعية ان الاعتقاد السائد حالياً هو ان اكثر النوى (وان كانت ليست الاكثر تواجداً) قد تولدت بالتأكيد بطريقة كهذه : ـ

الجدول 2 ـ 2 وفرة تواجد النوى المستقرة

N Z	even even	odd even	even odd	odd odd
Number of nuclides	160	53	49	4

ان الوفرة النسبية للنظائر والتواجد الكوني للنوى يحتوي على تكراريات ملفتة للنظر كما هو مبين في الشكل 11 ـ 2 والذي يوضح الوفرة الطبيعية النسبية لعنصر الزنك ($Z = 50$) . ان الوفرة الطبيعية الواطئة للنظير الذي تكون فيه N فردية واضح جداً وهذا ايضاً مرتبط بحقيقة ان عملية توليد النوى تفضل النوى التي لها طاقات ارتباط اعلى كما ان دراسة تفصيلية للوفرة الكونية تؤدي الى الاستنتاجات نفسها .

ان استقرارية متميزة بالارتفاع تصاحب النوى التي تكون فيها N او Z مساوية للاعداد 2 و 8 و 20 و 28 و 50 و 82 و 126 ويمكن ملاحظة بعض تأثيرات هذه الاعداد السحرية من خلال ملاحظة الشكل 10 ـ 2 كما اننا سنورد ادلة اخرى حول وجودها لاحقاً . ان الاعداد السحرية تعكس تأثيرات في النوى مشابهة لتلك التي تصاحب امتلاء القشرة الالكترونية في الذرات وهناك اسباب جيدة لعدم توافق هذه الاعداد مع دورات الجدول الدوري 2 و 8 و 18 و 32 وقبل ان نناقش نموذج القشرة للنوى فاننا سنقوم ببحث نموذج قطرة السائل وذلك لانه من السهل فهمه ومن الممكن بواسطته تفسير اكثر النتائج العملية التي ذكرت لحد الان



الشكل 11 ـ 2 الوفرة الطبيعية النسبية للنظائر بدلالة عدد النيوترونات ان النظائر التي تكون فيها N = 63 و 71 و 73 ليست مستقرة

4 ـ 2 نموذج قطرة السائل . القانون شبه التجريبي للكتلة

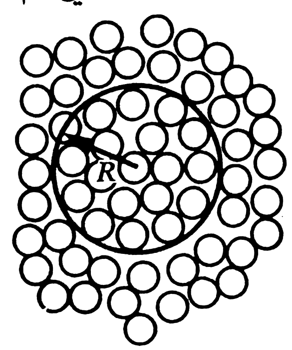
ان نظرية مفصلة للارتباط النووي تعتمد على اسس فيزياوية وتستخدم في اشتقاقها رياضيات عالية قد تم تطويرها من قبل برشنر وجماعته (1961 ـ 1954) كما يوجد ايضاً نموذج تقريبي جداً تهمل فيه الخصائص الدقيقة للقوى النووية ولكن يؤكد فيه التجاذب بين النيوكليونات وقد تم اشتقاقه من قبل وايسكر (1935) Weizsäcker على اساس تشابه المادة النووية مع قطرة السائل كما اقترح بور . ان الفرضيات الاساسية في هذا النموذج هي (راجع البند 39 ـ 2) .

1) النواة تتكون من مادة غير قابلة لان تضغط وبذلك فان $R \sim A^{1/3}$.

2) القوى النووية متساوية لجميع النيوكليونات وبالذات فانها لا تعتمد على كونها بروتونات او نيوترونات .

3) القوة النووية تتشبع

ان تأثير كولوم وتأثيرات ميكانيك الكم سوف يتم اخذها بنظر الاعتبار بصورة منفصلة . والان لو اخذنا نواة غير متناهية الحجم تحتوي على A من النيوكليونات فان الفرضيات 2 و 3 تؤدي الى ان يكون الجزء الرئيس من طاقة الارتباط متناسباً مع A . ان النوى الحقيقية هي ذات حجم محدود ويفترض انها كروية عادة كما في الشكل 12 ـ 2 وبذلك فان النيوكليونات الموجودة على السطح سوف لا تكون متجاذبة بالدرجة التي تم تقديرها اعلاه وبذلك فانه يجب طرح حد يتناسب مع مساحة السطح من مقدار طاقة الارتباط التي قمنا بتقديرها لنواة غير متناهية . كذلك فان الارتباط سوف يقل بسبب التنافر بين ازواج البروتونات (ان قوة كولوم هي قوة طويلة المدى ولا تتشبع) اضافة الى ذلك فانه يجب ادخال حد يحاول اعطاء اكبر ارتباط للنوى التي تكون فيها $Z = N$ وهذا الحد هو نتيجة مباشرة لتأثيرات تصرف البروتونات والنيوترونات بالنسبة لميكانيك الكم . واخيراً فان حداً تصحيحياً يجب اضافته لاعطاء اكبر ارتباط للنوى الزوجية ـ الزوجية واقل ارتباط للنوى الفردية ـ الفردية ويعكس كذلك تأثيرات القشرة التي تم ذكرها سابقاً



الشكل 12 ـ 2 نواة كروية داخل مادة نووية لا متناهية

ان اهمية هذا النموذج تكمن في حقيقة قابليته على تفسير الخواص العملية للكتل النووية . ان هذا يدلنا على صحة الحد الرئيس لطاقة الارتباط والذي يتناسب مع A . وبما ان هذا الحد يستند الى فرضية عدم الاعتماد على الشحنة بالاضافة الى اعتماده على اشياء اخرى فاننا نستطيع ان نستنتج ان القوى بين n-n و p-p . و p-n . متساوية . ان هذا الدليل المهم حول طبيعة القوى النووية سيتم دعمه لاحقاً .

واذا تذكرنا العلاقة (115 ـ 2) فان طاقة الارتباط الكلية للنواة يمكن ان تكتب على النحو التالي

$$B_{tot}(A,Z) = a_V A - a_S A^{2/3} - a_C \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_a \frac{(N-Z)^2}{A} \pm \delta + \eta \quad (2\text{-}127)$$

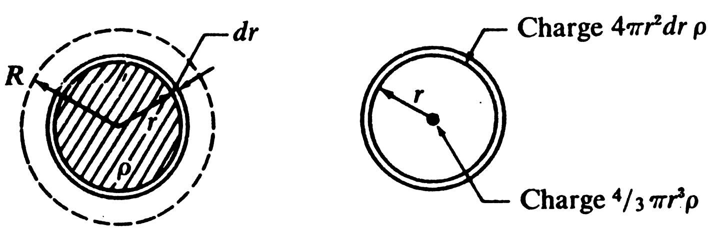
حيث ان $a_V A$ = الحد الذي يمثل الحجم

$-a_S A^{2/3}$ = الحد الذي يمثل تأثير النيوكليونات الخارجية ويتناسب مع مساحة السطح $4\pi R^2$.

$\pm\delta$ = الحد الذي يمثل طاقة الازدواج وتكون قيمته مساوية للصفر للنوى التي تكون فيها A فردية وتستخدم الاشارة الموجبة للنوى الزوجية ـ الزوجية والاشارة السالبة للنوى الفردية ـ الفردية

η = الحد الذي يمثل تأثير القشرة وهو موجب اذا كانت N او Z قريبة من عدد سحري .

ان الحدين الاخرين وهما الحد الذي يمثل تأثير كولوم والحد الذي يمثل تأثير اللا تناظر النيوكليوني ستتم مناقشتها ادناه



(a) (b)

الشكل 13 ـ 2 طاقة كولوم لكرة متجانسة الشحنة a التوزيع الحقيقي للشحنة ويبين اضافة طبقة سمكها dr على الكرة التي نصف قطرها r. (b) التوزيع المكافىء للشحنة والمستخدم لحساب الطاقة الكامنة . ان كثافة الشحنة هي ρ

4a – 2 طاقة كولوم لنواة كروية Coulomb energy of a spherical nucleus

على الرغم من ان قوى كولوم تعمل بين ازواج البروتونات الا انه يمكن اعتبار النواة كرة متجانسة الشحنة وشحنتها هي Ze وكثافة الشحنة فيها هي

$$\rho = \frac{Ze}{\frac{4}{3}\pi R^3} \qquad (2 - 128)$$

وفي هذه الحالة فانه يمكننا حساب طاقة كولوم بالطريقة التالية . لو افترضنا ان كرة مشحونة نصف قطرها r كما في الشكل 13a – 2 فان الشغل اللازم لاضافة طبقة اخرى من الشحنة سمكها dr الى هذه الكرة يمكن حسابه باعتبار ان الشحنة الاصلية للكرة $\frac{4}{3}\pi r^3\rho$ متمركزة في مركز الكرة (راجع الشكل b 13 – 2) ان الجهد الكهربائي للنواة في هذه الحالة هو .

$$V_{\text{coulomb}} = \int_0^R \tfrac{4}{3}\pi r^3\rho \cdot 4\pi r^2\, dr\rho \cdot \frac{1}{r}$$

$$= \tfrac{16}{15}\pi^2\rho^2 R^5$$

$$= \frac{3}{5}\frac{Z^2e^2}{R} \qquad (2 - 129)$$

وذلك باستخدام العلاقة (2 – 128) . لقد افترضنا هنا ان شحنة كل بروتون « موزعة » على النواة وهذا يتفق مع تصورنا لدالة الموجة . ان العلاقة (2 – 129) تحتوي على جزء زائد مقداره $3e^2/(5R)$ والذي يمثل الطاقة الذاتية لكل بروتون (وقد تم حسابه بالتعويض $Z = 1$) وبطرح هذا الحد من طاقة Z من البروتونات فان المقدار الصحيح لطاقة كولوم بين جميع ازواج البروتونات يصبح

$$V_{\text{coulomb}} = \frac{3}{5}\frac{Z(Z-1)e^2}{R} \qquad (2\text{-}130)$$

ان مقارنة هذه العلاقة مع العلاقات (1 – 5) و (1 – 6) يمكننا من حساب مقدار قيمة الثابت a_c في المعادلة (2 – 127) حيث

$$a_c = \frac{3}{5}\frac{e^2}{R_0} \qquad (2 - 130)$$

وهذا يساوي 0.62 Mev لحالة $R = 1.4$ F او 0.72 Mev لحالة $R_0 = 1.2$f

$$= 0.62 \text{ or } 0.72 \text{ Mev} \quad \text{for } R_0 = 1.4 \text{ or } 1.2 \text{ F} \qquad (2\text{-}131)$$

ان حد كولوم من المعادلة (2 – 127) يحمل اشارة سالبة وذلك لان طاقة كولوم الموجبة تؤدي الى تقليل طاقة الارتباط النووية .

طاقة اللاتناظر Asymmetry energy.

ان نموذجاً بسيطاً يعتبر كافياً لتوضيح صيغة حد اللا تناظر في المعادلة (2 – 127) . وبما ان البروتونات والنيوترونات تخضع لقوانين ميكانيك الكم فانها يجب ان تكون في حالات محدودة للطاقة مشابهة لتلك التي توجد في حالة الصندوق المغلق (البند 2f – 2) .

ولسهولة الحسابات فلنتصور ان المسافات بين المستويات متساوية ومقدار كل منها هو Δ ونتيجة لقاعدة الانفراد لپاولي فان هناك نيوكليون واحد متشابه في كل مستوى وبالاعتماد على الفرضية القائلة ان القوى بين البروتونات هي نفس القوى بين النيوترونات فيما عدا ما يتعلق بتأثير كولوم (راجع البند 2 – 4) فان من المتوقع ان تكون طاقات البروتونات والنيوترونات متطابقة .

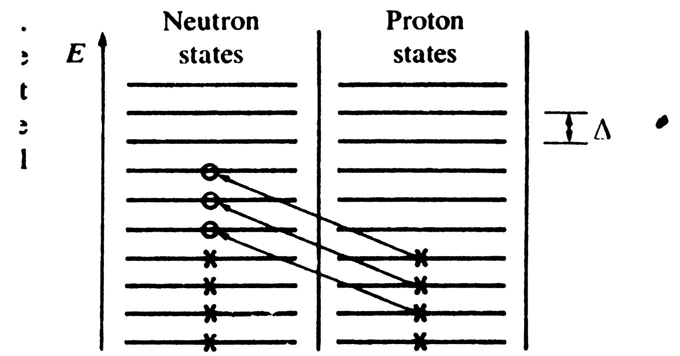
ان طاقة اللا تناظر هي الفرق بين الطاقات النووية لنواة يكون فيها عدد البروتونات والنيوترونات هو Z و N على التوالي وبين نواة ايزوبار يكون فيه عدد كل من البروتونات والنيوترونات هو $A/2$. واذا قمنا ببناء النواة الاولى من الثانية فان ν من البروتونات يجب تحويلها الى نيوترونات اي ان

$$N = \tfrac{1}{2}A + \nu \qquad Z = \tfrac{1}{2}A - \nu \qquad \text{or} \qquad \nu = \tfrac{1}{2}(N - Z)$$

ان مقدار الشغل الذي يجب ان يبذل في هذه الحالة هو

$$\nu^2\Delta = \tfrac{1}{4}(N - Z)^2\Delta \qquad (2 - 132)$$

ان هذا يمكن استنتاجه من الشكل (2 – 14) . وتجب ملاحظة ان كلاً من البروتونات وعددها ν يجب ان يرفع من طاقته بمقدار $\nu\Delta$ وبما ان العلاقة (2 – 132) موجبة دائماً فان طاقة الارتباط النووية تكون دائماً اقل في النواة التي تكون فيها $N \neq Z$ بالمقارنة مع نواة فيها $N = Z$. ان من الممكن اثبات ان Δ تتناسب مع $1/A$ وذلك من خلال الطاقة $E_{\max}$ والتي تمتلىء عندها مستويات الطاقة لتحتوي على N من النيوترونات ووضع $\Delta \approx E_{\max}/N$ بعد ذلك



الشكل 14 ـ 2 نموذج لحساب طاقة اللا تناظر . ان البروتونات والنيوترونات قد تم اعتبارها في مستويات تفصلها مسافات متساوية . ان العلامات المتقاطعة تمثل الحالات التي كانت مملوءة اصلاً وفي عملية التحول فانه تم تحويل ثلاثة من البروتونات الى الحالة النيوترونية وذلك ببذل شغل مقداره $3 \times 3\Delta$

4c ـ 2 قطع مكافىء الكتلة . خط الاستقرار Mass parabolas. Stability line

يمكننا بعد اجراء اعادة ترتيب بسيطة لحدود المعادلة (127 ـ 2) أن نكتب كتلة النواة (راجع المعادلة (115 ـ 2)) بالشكل التالي

$$M(A,Z)c^2 = xA + yZ + zZ^2 \mp \delta - \eta \qquad \text{(2-133)}$$

$$x = M_n c^2 - a_v + a_a + \frac{a_s}{A^{\frac{1}{3}}}$$

$$y = -4a_a - (M_n - M_H)c^2 \approx -4a_a$$

$$z = \frac{4a_a}{A} + \frac{a_c}{A^{\frac{1}{3}}}$$

حيث

وعندما تكون A = ثابت فان المعادلة (133 ـ 2) هي معادلة قطع مكافىء ان اقل قيمة للكتلة هي عندما تكون $Z = Z_A$ (عدد غير صحيح عادة) . ان رسم Z_A بدلالة A او N يعطي الخط الذي يمثل اعلى حالات الاستقرار النووية . ان التعويض بالمقدار $\partial(Mc^2)/\partial Z = 0$ يعطي

$$Z_A = \frac{-y}{2z}$$

$$\approx \frac{A/2}{1 + \frac{1}{4}(a_c/a_a)A^{\frac{2}{3}}} \qquad \text{(2-134)}$$

إن هذا يمثل بالضبط شكل خط الاستقرار *stability line* في الشكل (10 ـ 2) وبتطبيق النتائج العملية نجد أن $\frac{1}{4}(a_c/a_a) = 0.0078$ وبهذا وباستعمال

المعادلة (131 ـ 2) نجد أن القيمة المتوقعة للثابت a_a هي

$$a_a \approx 20 \text{ to } 23 \text{ Mev} \qquad (2 - 135)$$

ومن المعادلة (134 ـ 2) يمكننا أن نستنتج أن شذوذ خط الاستقرار عن المستقيم $N = Z$ او $Z = A/2$ ناتج عن التنافس الموجود بين طاقة كولوم التي تحاول ان تجعل $Z_A < A/2$ وبين طاقة اللاتناظر التي تحاول جعل $Z_A = A/2$

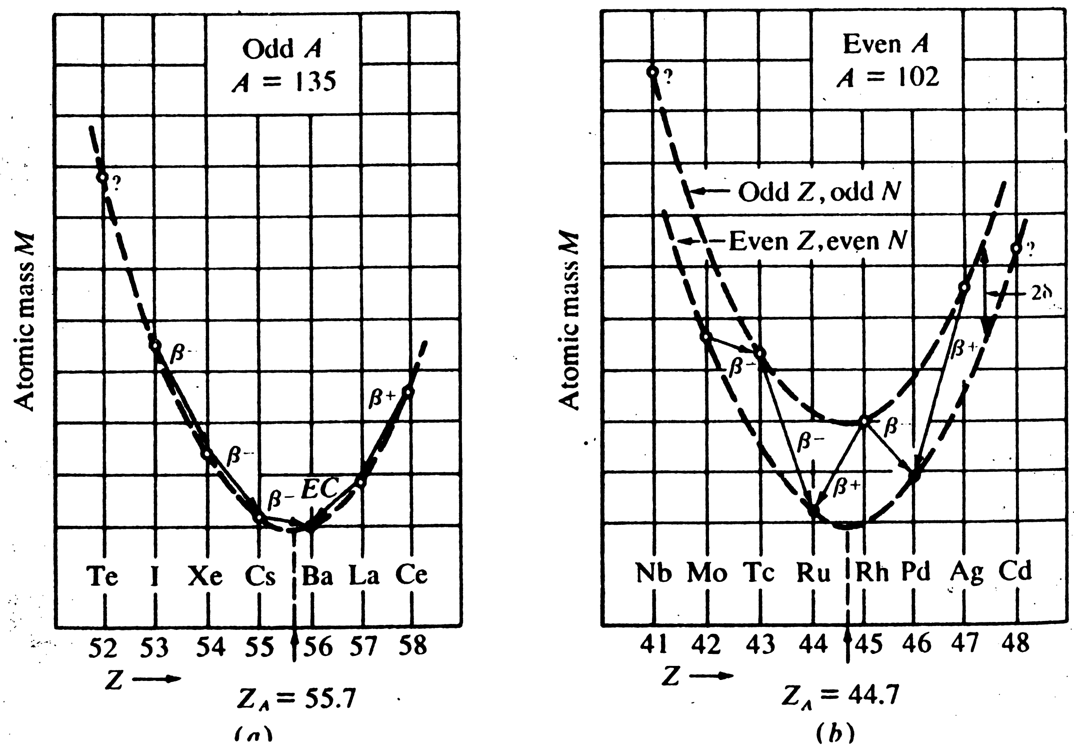
إن $\delta = 0$ في الايزوبارات التي تكون فيها A فردية وبذلك فان المعادلة (133 ـ 2) تمثل معادلة قطع مكافىء واحد في هذه الحالة كما هو مبين في الشكل 15 ـ 2 a وسنرى لاحقاً (البند 6b ـ 4) أنه اذا كانت

(2 ـ 136)

فإن هذا يعطينا انحلال بيتا الالكتروني من الحالة $Z + 1$ الى الحالة Z واذا كانت

$$M(A,Z) > M(A, Z-1) \qquad (2 - 136)$$

فإن هذا يعطينا اقتناصاً الكترونياً او قد يؤدي الى حدوث انحلال بيتا البوزتروني من الحالة Z الى الحالة $Z - 1$

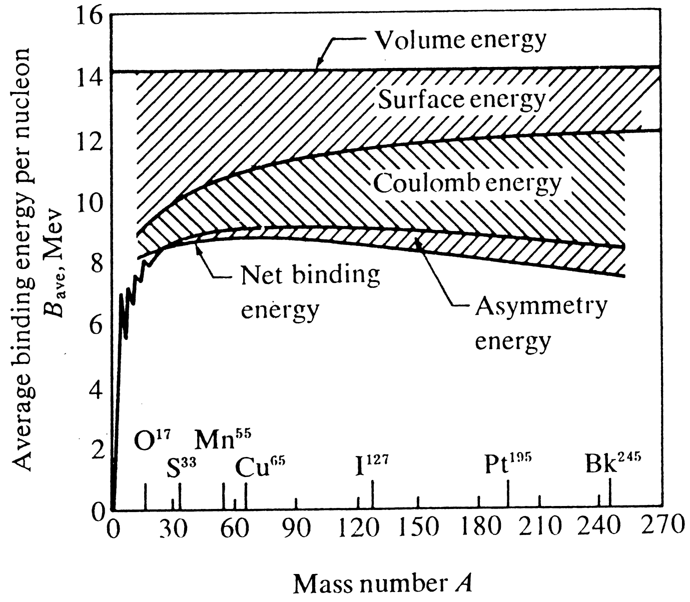


الشكل 15 ـ 2 قطع مكافىء الكتلة للأيزوبارات . a النوى ذات A الفردية b النوى ذات A الزوجية . ان الدوائر الكاملة تمثل نوى مستقرة والدوائر المفتوحة تمثل نوى مشعة . ان قيمة كل تقسيم على الاحداثي الصادي هي تقريباً Mev .

ومن الواضح في الشكل 15 a ـ 2 انه في حالة النوى التي تكون فيها A فردية فانه يمكن أن يوجد ايزوبار مستقر) واحد لا تتوفر فيه الشروط اعلاه .

إن الشكل 10 ـ 2 يبين أن هذا الايزوبار موجود بالتأكيد . ان وجود الاستثناءين عند 123 و 113 = A هو بلا شك ناتج عن حقيقة انه في كل من هاتين الحالتين فان عمر الايزوبار عالٍ جداً (ان 10^{12} سنوات هو الحد الادنى المقدر عملياً) وذلك لان الفرق في الكتل في هذه الحالات صغير جداً

إن الايزوبارات التي تكون فيها A زوجية تتطلب وجود قطعي مكافىء للمعادلة (133 ـ 2) يختلفان في الكتلة بمقدار 2δ . ان حالة كهذه مبينة في الشكل 15b ـ 2 واعتماداً على مقدار تحدب قطعي المكافىء والبعد الفاصل بينهما 2δ فانه يمكن ان يوجد عدد من الايزوبارات الزوجية ـ الزوجية المستقرة . ان اكبر عدد موجود من هذه الايزوبارات في الطبيعة هو ثلاثة (راجع الشكل 10 ـ 2) كما انه لا يمكن أن يوجد ايزوبار فردي ـ فردي مستقراً . أما الشذوذ عن ذلك في كل من H^2 و Li^6 و B^{10} و N^{14} فناتج عن عدم ثبوت طاقة الارتباط بالنسبة للنوى الخفيفة وذلك لان تأثير التركيب النووي لم يؤخذ بنظر الاعتبار في نموذج قطرة السائل . ان الشكل 15 b ـ 2 يبين انه ولبعض النوى الفردية ـ الفردية فان كلًا من الشرطين (136 ـ 2) يمكن أن يتوفرا وبهذا فانه يمكن ان نحصل على انحلال بوزتروني والكتروني من نفس النوى إن هذا يحدث بالتأكيد (راجع الشكل 28 ـ 4 بالنسبة للنواة Cu^{64})



الشكل 16 ـ 2 ملخص توزيع معدل طاقة الارتباط على مختلف الحدود في نموذج قطرة السائل.

4d ـ 2 ملخص . تأثيرات القشرة

إن الثوابت الموجودة في المعادلة شبه العملية للكتلة (127 ـ 2) يمكن ايجادها بالمقارنة مع النتائج العملية المتوفرة . ان التطابق ليس كاملًا ابداً وبهذا فان عدداً من مجموعات الثوابت قد تم استخدامها . ان مجموعتين من هذه الثوابت (بالميكاالكترون فولت حيث ميكاالكترون فولت 931 = 1 u) هي

$$\begin{array}{lllll} a_v = 14 & a_s = 13 & a_c = 0.60 & a_a = 19 & \delta = 34/A^{3/4} \\ a_v = 16 & a_s = 18 & a_c = 0.72 & a_a = 23.5 & \delta = 11/A^{1/2} \end{array} \quad (2\text{-}137)$$

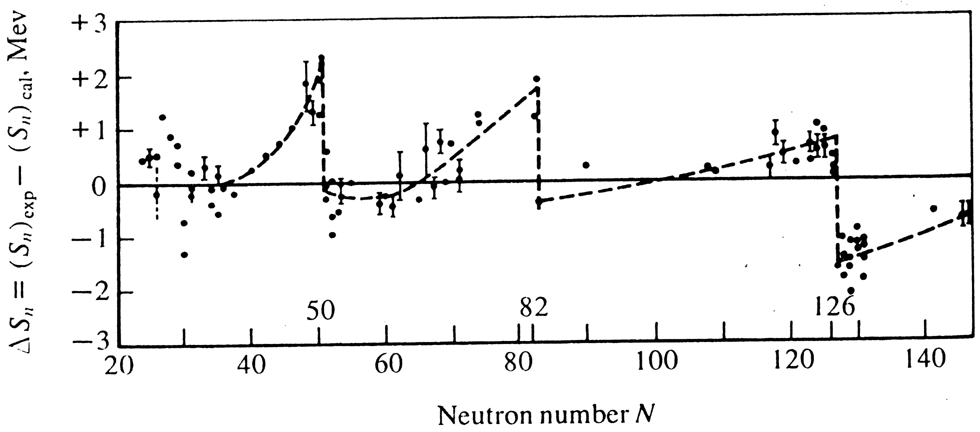
إن حد الازدواج δ يجب أن يكون مساوياً تقريباً لنصف مقدار طاقة الازدواج (126 ـ 2) . ان المعادلات التي مرَّ ذكرها لها بعض المبررات النووية . كما أن توزيع معدل طاقة الارتباط على مختلف (الحدود مبين في الشكل 16 ـ 2

ان استخدامنا للمعادلة (127 ـ 2) بدون الحد الذي يمثل تأثير القشرة η لحساب طاقات فصل النيوترونات (المعادلة (120 ـ 2)) يؤدي بنا الى ملاحظة تكراريات ملفته للنظر بالمقارنة مع النتائج العملية . ان الشكل 17 ـ 2 يبين الكمية

$$\Delta S_n = S_n(A,Z)_{\text{exp}} - S_n(A,Z)_{\text{calc}} \approx \eta(Z,A) - \eta(Z, A-1)$$

(2 ـ 138)

وفيه يتوضح مقدار الزيادة في طاقة الارتباط عند اقترابنا من الاعداد السحرية 28 و 50 و 82 و 126 .



الشكل 17 ـ 2 مقارنة بين طاقات فصل النيوترون المقاسة والمحسوبة .

إن تأثير انغلاق القشرة على طاقات الفصل واضح هنا مع اننا قمنا بتطبيق نموذج قطرة السائل على النوى في الحالة الارضية فانه يمكن أن يطبق ايضاً على الحالات المتهيجة وهذه يمكن انتاجها بتصور اهتزاز قطرة السائل او اعتبار أن هناك موجات تتحرك على سطحه . ان هذه الفكرة تعتبر ناجحة في تفسير بعض خواص الانشطارات النووية خاصة والتي سيتم ذكرها في البند 7 ـ 5

إن نموذج قطرة السائل يؤكد التأثير التعاوني لعدد كبير من النيوكليونات في النواة ويعدُ اساساً للنماذج التجميعية *collective* models للتركيب النووي حيث تدخل فيه بصورة ضمنية المشاركة السريعة للطاقة بين النيوكليونات والتي تعدُ اساس نظرية بوهر في تكون النواة المركبة في التفاعلات النووية

5 ـ 2 نموذج القشرة SHELL MODEL

ان الجدول الدوري للعناصر يعتمد في الاساس على التكراريات الموجودة في الخواص الفيزياوية للذرات (المستويات الخارجية ونوع الاطياف الضوئية وجهد التأين الخ) . ان الدورية تنتج عن امتلاء تكراري للمستويات الالكترونية مع زيادة الطاقة وبالاعتماد على قاعدة الانفراد لپاولي والتي تحدد عدد الالكترونات في كل مستوى ثانوي . واذا اعتبرنا أن القوى بين الالكترونات يمكن تمثيلها تقريباً بمجال مؤثر باتجاه مركز الذرة فان كل مستوٍ ثانوي يمكن أن نعرفه بثلاثة اعداد كمية وهي العدد الكمي الكلي او الاساسي n_{tot} *total* or principal quantum number والعدد الكمي المداري او الرأسي *orbital* or azimuthal quantum number l والعدد الكمي المغناطيسي *magnetic* quantum number m_l . ان العددين الاخيرين قد مر ذكرهما في المعادلات (44 ـ 2) و (45 ـ 2) كما أن العدد الكمي الكلي مبين بالعلاقة

$$n_{tot} = n + l \qquad (2-139)$$

حيث أن العدد الكمي نصف القطري n يساوي عدد الاصفار (بضمنها الذي عند $r = 0$) للدالة نصف القطرية $u(r)$ والمعرفة بالمعادلة (48 ـ 2) .

ان احتواء مستوي ثانوي معين على الكترونين يعني ان برميهما الذاتيين يجب ان يكونا من اتجاهين متعاكسين وذلك لكي لا يتناقض وجودهما مع قاعدة الانفرادلپاولي

بعد اكتشاف النيوترون بفترة وجيزة اقترح وجوب وجود تكراريات في الخواص النووية (بارلت وككنهم والساسر وافرون 1933 (Bartlett, Guggenheimer, Elsasser, and others . ان تكراريات كهذه قد وجدت في طبيعة النوى وفي طاقات انحلال الفا والذي يدل على وجود تكراريات في طاقات الارتباط . كما لوحظ ايضاً ان النوى التي تحتوي على 2 و 8 و 20 من النيوكليونات يكون لها استقرارية عالية جداً وبما ان هذه الاعداد تقابل الاعداد التكرارية للالكترونات الذرية فان تركيباً للقشرة في النواة يبدو موجوداً وبصورة عامة فانه لم تكن هناك دلائل عملية كافية المحبذين الاوائل لنموذج القشرة النووي . ان نجاح تطبيق نموذج قطرة السائل على النوى حوالي عام 1934 ونجاح تطبيق نموذج النواة المركبة على التفاعلات النووية قد ادى الى الاعتقاد ان القوى بين النيوكليونات قوية جداً داخل النواة بحيث انها تحجب ظهور اي اثار لتركيب القشرة ويمكننا تقدير قيمة النص المتقدم اذا قمنا باستخدام احد صيغ قاعدة هايسنبزك في اللاتعين والتي تنص على انه في اية فترة زمنية تجريبية t فان طاقة اي مجموعة لا يمكن قياسها بدقة تزيد على مقدار اللاتعين Γ بحيث

$$\Gamma t \approx h \qquad (2-140)$$

والان لو فرضنا ان النيوكليونات تتفاعل مع بعضها بقوة داخل النواة وان معدل الفترة الزمنية بين تصادمين هو t وحاولنا حساب طاقة النيوكليون في الفترة ما بين التصادمات فان المعادلة (140 ـ 2) تدل على ان النتيجة ستكون محتوية على لا تعيين مقداره h/t . ان اطوال فترة زمنية بين تصادمين والمناسبة لنواة نصف قطرها R هي .

$$t \approx \frac{R}{v} \qquad (2-141)$$

حيث ان v هي سرعة النيوكليون داخل النواة وحسب المعادلة (27 ـ 2) فان

$$v = \frac{p}{m_0} = \frac{k\hbar}{m_0} \qquad (2-142)$$

وبما ان النيوكليون محصور من مسافة خطية مقدارها R فان علاقة مشابهة للعلاقة (81 ـ 2) يمكن ان تطبق وهذه العلاقة هي : ـ

$$k \approx \frac{\pi}{R} \qquad (2-143)$$

وباهمال العوامل العددية نحصل على

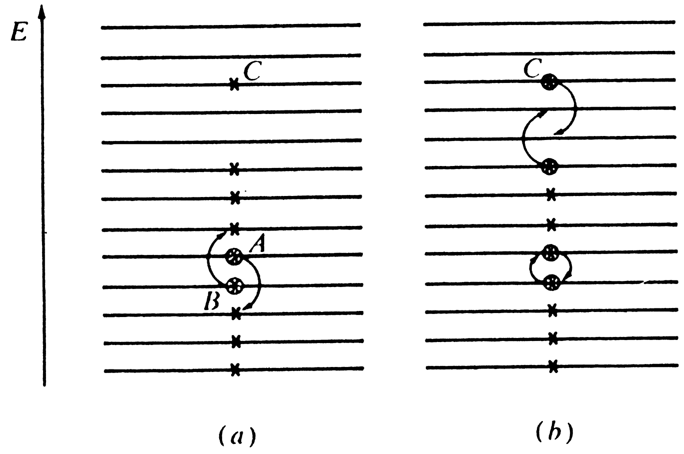
$$t \approx \frac{m_0 R^2}{h} \qquad (2-144)$$

وبما ان t هي اكبر فترة زمنية بين تصادمين فان اقل لا تعيين في طاقة النيوكليون الواحد هو : ـ

$$\Gamma \approx \frac{h^2}{m_0 R^2} \qquad (2-145)$$

ولكن هذه النتيجة هي بالضبط من نفس مرتبة الفرق في الطاقة بين المستويات النووية (راجع العلاقة (90 ـ 2) والمحسوبة في المعادلة (95 ـ 2)) لهذا فان مستويات الطاقة النووية تكون متصلة مع بعضها وبذلك فانة لا يمكن ان يظهر تركيب واضح للقشرة .

ان خطأ المنطق اعلاه قد تمت ملاحظته من قبل وايسكوبف (1951) Weisskopf حيث انه اوضح ان قاعدة الانفراد لپاولي تحدد بقسوة احتمال التصادم بين النيوكليونات وبذلك فان الفترة الزمنية بين تصادمين هي في الحقيقة اكبر بكثير مما تعطيه المعادلة (141 ـ 2) وبهذا فان سمك المستويات يجب ان يكون اقل مما في المعادلة (145 ـ 2)



الشكل 18 ـ 2 تحديد التصادمات النيوكليونية داخل النواة (a) ان التصادم بين الجسيم A والجسيم B هو غير ممكن مع انه يحقق حفظ الطاقه وذلك لان الحالات النهائية مشغولة اصلاً بالجسيمات (b) أن التصادمات الممكنة هي تلك التي تتضمن تبادل المواقع او تهيج الجسيمات مثل C .

ويمكننا تتبع حجج وايسكوبف بالرجوع الى الشكل $18a$ ـ 2 وللسهولة فلنتصور ان المسافات بين مستويات الطاقة هي متساوية وكل مستوٍ يحتوي على نيوكليون واحد . والان لو اخذنا التصادم بين الجسيمين A و B فانه وفي اكثر

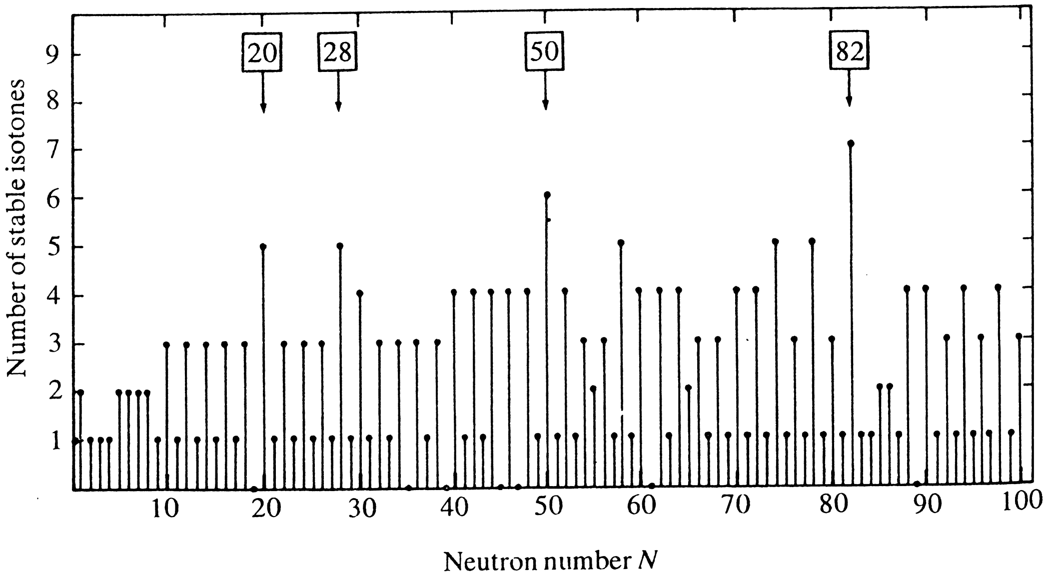
التصادمات التي تحصل بين جسيمين يكون هناك تغير في الطاقات الحركية لكل منهما واذا كان هناك حفظ كلي للطاقة وكان الجسيمان يشغلان حالتين معينتين من الطاقة اصلاً كما هو مبين في الشكل $18a$ ـ 2 فانهما لا يمكن ان يتصادما لان حالات الطاقة التي سينتقلان اليها مشغولة ايضاً وبذلك فهي غير متوفرة لهما .

ان التصادمات الوحيدة الممكنة هي تلك التي يحدث فيها تبادل في الواقع او تلك التي يشترك فيها جسيماً متهيجاً مثل C كما في الشكل $18b$ ـ 2 . ان هذه التصادمات نادرة الحدوث نسبياً ولذلك فان التفاعلات القوية بين النيوكليونات لا تسبب تناقضاً مع وجود تأثير للقشرة (فترات زمنية طويلة بين التصادمات) .

5a ـ 2 الاسس العملية لنموذج القشرة Experimental basis of the shell model

يتواجد في الوقت الحاضر مقدار جيد من النتائج العملية المتجمعة والتي تظهر فيها بوضوح الخواص النووية التكرارية . ان هذه جميعاً تشير الى وجود انغلاق كامل للقشرة عند الاعداد السحرية 2 و 8 و 20 و 28 و 50 و 82 و 126 والتي مرَّ ذكرها في البند 3d ـ 2 . وقبل ان تبدأ بوصف نموذج القشرة فاننا سنقوم بتقديم بعض الادلة العملية التي تؤيد صحة مثل هذا النموذج على ان نناقش التفاصيل الاخرى لاحقاً .

ان احدى مجموعات التكراريات هي تلك التي تتضمن الطاقات النووية بصورة مباشرة او/ وكما في نتائج دراسات التواجد الطبيعي للعناصر بصورة غير مباشرة (الشكل 10 ـ 2) . ان نتائج دراسات التواجد الطبيعي مبينة في الشكل 19 ـ 2



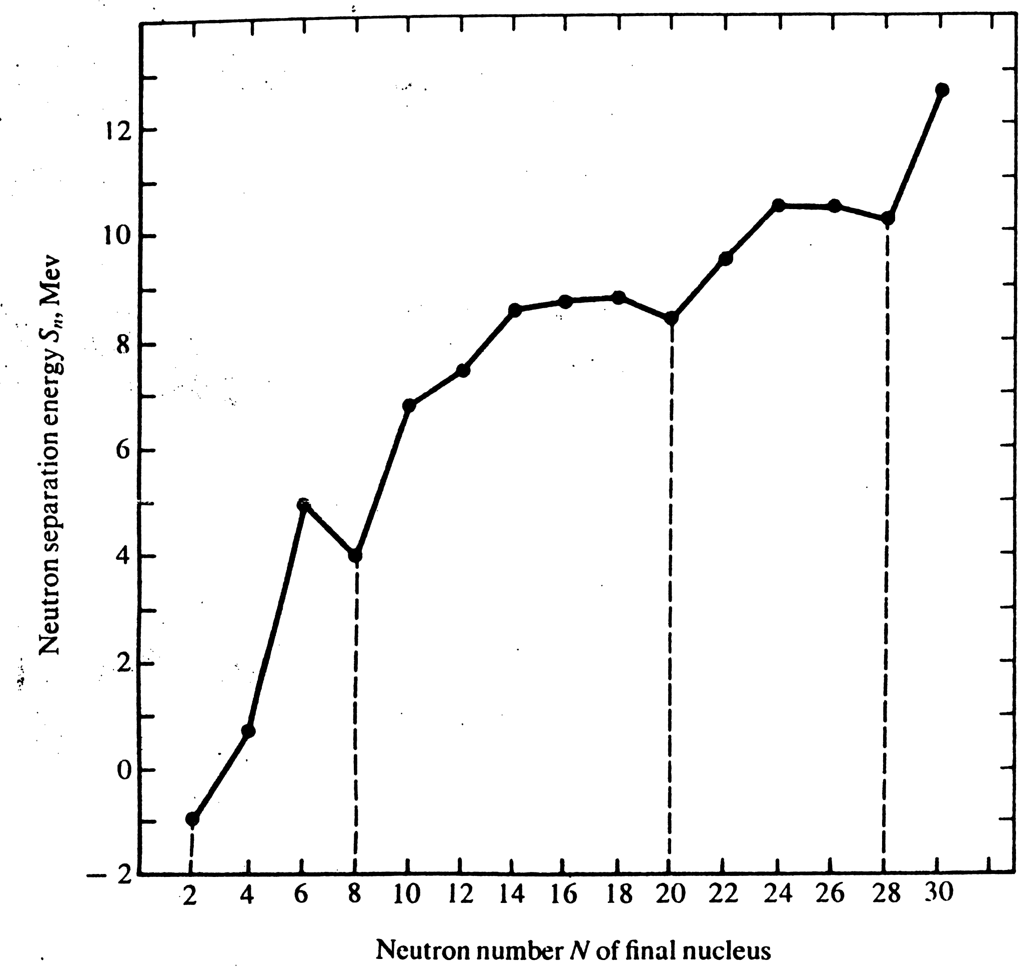
الشكل 19 ـ 2 علاقة عدد الايزوتونات المستقرة بعد النيوترونات

بحيث تبين تأثير الاعداد السحرية بشكل اكثر وضوحاً على عدد الايزوتونات الموجودة في الطبيعة ويمكننا ان نلاحظ بسهولة ان عدد الايزوتونات (راجع البند 2e ـ 1 لاجل التعريف) يكون عالياً عندما تكون N عدداً سحرياً

ويرتبط بما ذكر اعلاه الشكل 17 ـ 2 والذي يبين أن طاقة فصل النيوترونات في النوى التي تكون فيها N = (عدد سحري) (راجع ايضاً الشكل 9 ـ 2) تكون كبيرة جداً . اضافة الى ذلك فان الشكل 20 ـ 2 يبين أنه اذا كانت N = (عدد سحري + 1) فان طاقة فصل النيوترونات في هذه الحالة ستكون واطئة جداً . وتجب ملاحظة أن المحور السيني في الشكل يمثل عدد النيوترونات في النواة النهائية . ان ظاهرة مماثلة لما ذكر اعلاه تلاحظ في جهود التأين للذرات حيث تكون هذه الجهود عالية بالنسبة للغازات الخاملة وواطئة بالنسبة للفلزات القلوية كما توجد ايضاً تقطعات في طاقات اشعاعات الفا وبيتا وتعكس هذه ايضاً تقطعات في طاقات الارتباط النووية .

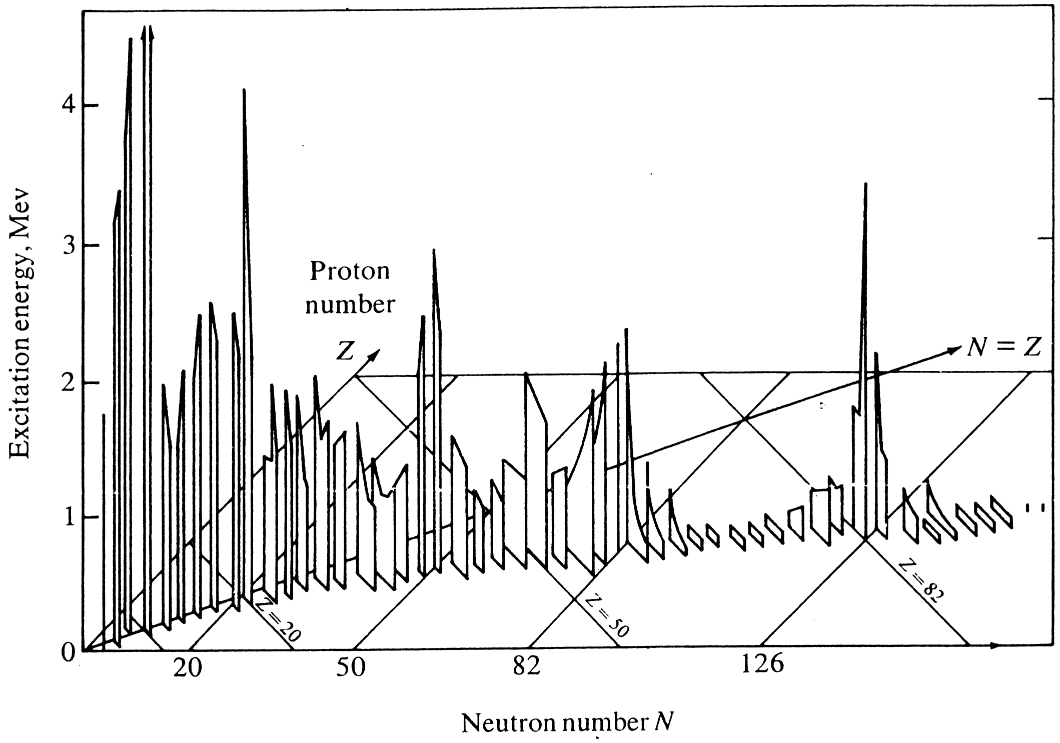
وبما ان النوى السحرية اكثر ارتباطاً فانها تحتاج الى طاقات اكبر لاجل تهيجها مما تحتاجه النوى غير السحرية وهذا مبين في الشكل 21 ـ 2 حيث رسمت الطاقات لحالات التهيج الاولى للنوى الزوجية ـ الزوجية بدلالة N وZ . ان تأثير الاعداد السحرية يمتد الى حالات التهيج الاعلى ايضاً وبعبارة اخرى فان المسافات بين مستويات الطاقة تكون اكبر في النوى السحرية مما هي عليه في النوى الاخرى وعند طاقات مقاربة .

ان هذا يؤدي في جملة ما يؤديه الى ان تكون مساحة مقطع عملية الاقتناص للنيوترونات السريعة واطئة (كما في الشكل 22 ـ 2) . ان مساحة المقطع هي كمية تتناسب مع احتمال حدوث التفاعل النووي ولاجل ان تكون عملية الاقتناص ممكنة فان اي نيوترون ذا طاقة حركية معينة يجب ان يجد له مستوياً نووياً خالياً ذا طاقة تهيج مقاربة لطاقته ولهذا فانه كلما كبرت المسافات بين المستويات فان احتمال حدوث التفاعل يكون اقل .

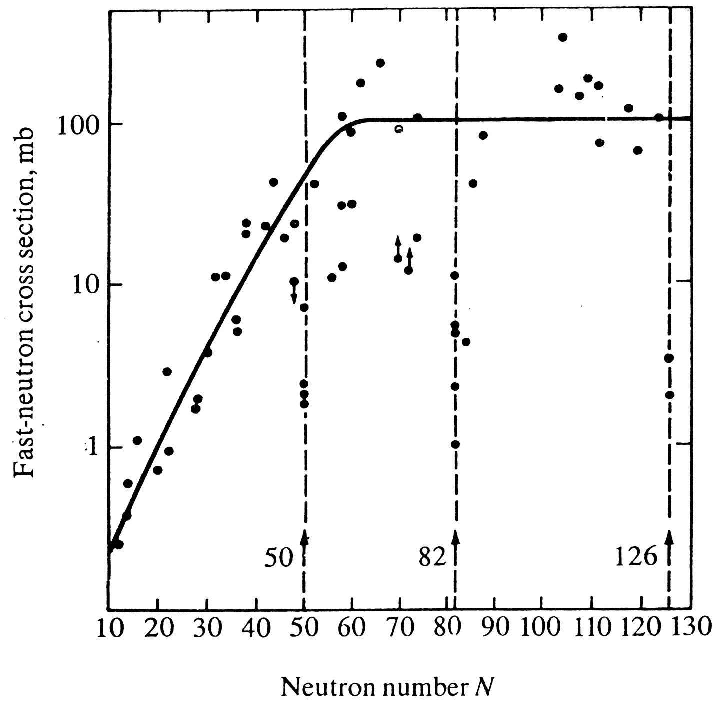


الشكل 20 ـ 2 طاقة فصل النيوترون الاخير في النواة $(Z, N + 1)$ حيث $Z = N$ (زوجية) بدلالة عدد النيوترونات للنواة النهائية ونلاحظ انه عندما تكون N = 2 و 8 و 20 و 28 فان طاقة فصل النيوترون تكون واطئة .

وتوجد ايضاً تكراريات في الخواص النووية التي تعتمد على الزخم الزاوي الكلي وتناظر النواة في الحالة المستقرة او في الحالات المتهيجة وسوف نعود الى هذه النقطة في نهاية البند 5c ـ 2. ولكننا اخيراً نلاحظ ان العزوم النووية والتي تصنف التوزيع التفصيلي للشحنة وشدة ثنائيات الاقطاب المغناطيسية للنوى تظهر هي ايضاً خواصاً تكرارية . ان دراسة هذه الخواص خارج مجال مناقشتنا مع اننا سنذكر قسماً منها لاحقاً .



الشكل 21 ـ 2 طاقات حالات التهيج الاولى في النوى الزوجية ـ الزوجية



الشكل 22 ـ 2 مساحة مقطع امتصاص النيوترون عند طاقة 1-Mev

5b ـ 2 نموذج القشرة ذات الجسيم الواحد Single-particle shell model.

ان الفرضية الاساسية في اي نموذج قشرة هي (وعلى الرغم من التفاعل الكلي القوي بين النيوكليونات والذي يولد طاقة الارتباط التي ناقشناها في البند 4 ـ 2) فإن حركة كل نيوكليون لا تعتمد على حركة اي نيوكليون آخر . ان هذا التناقض الظاهري وكما ذكرنا في نهاية البند 4 ـ 2 يمكن ازالته بتأثير قاعدة الانفراد لباولي

وباهمال ازدواج النيوكليونات فاننا يمكن ان نسمي هذا النموذج نموذج القشرة ذات الجسيم الواحد . ان وضع هذا الكلام بلغة معادلة شريدنجر (19 ـ 2) يعني اننا يجب ان نتصور ان كل نيوكليون يتحرك داخل نفس الجهد . ان هذا الجهد يعتبر كروياً في الحالة المبسطة ولكن هناك ادلة جيدة على ان النيوكليونات البعيدة عن القشرة المغلقة تكون تحت تأثير جهد بيضوي الشكل وسنقوم بمناقشة هذا الموضوع لاحقا .

ان معادلة شويدنجر لاي جهد كروي يمكن فصلها كما هو مبين في المعادلة (43 ـ 2) بحيث يصبح الحل الزاوي كما ورد في المعادلات (44 ـ 2) و (45 ـ 2) . ان شكل الجهد يؤثر فقط على الحل نصف القطري $R(r)$ او بعبارة اخرى على $u(r) = rR(r)$:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_0}\frac{d^2u}{dr^2} + \left[\frac{l(l+1)\hbar^2}{2m_0 r^2} + V(r)\right]u = Eu \qquad (2-146)$$

ان الشروط الحدودية وعلى وجه الخصوص $r \to \infty$ تؤدي الى ان تكون u عبارة عن متعدد حدود محدود . ان متعدد الحدود يعتمد على عددين كميين وهما العدد الكمي نصف القطري n والعدد الكمي للزخم الزاوي المداري l. وكما بينا في بداية البند 5 ـ 2 فان n تساوي عدد الاصفار في u . ان حل المعادلة (146 ـ 2) يمكن اذا كانت قيم u محدودة وتعتمد على l و n وهذا الوضع مشابه لوضع الجسم داخل الصندوق المغلق حيث انه في تلك الحالة ايضاً فإن الشروط الحدودية هي التي تحدد الاعداد الكمية لدالة الموجة (المعادلة (89 ـ 2)) وتؤدي الى تكميم الطاقة

ان التسميات المتبعة في وصف حالات الطاقة هي مشابهة لتلك المستعملة في الفيزياء الذرية فبينما تعرف كل حالة في الفيزياء الذرية بالعدد الكمي الكلي n_{tot} راجع (المعادلة (139 ـ 2) و l فإن الحالات في الفيزياء النووية تعرف بكل من l و n وكذلك فانه عندما تكون 5 و 4 و 3 و 2 و 1 و 0 = l فان

الحروف s, p, d, f, g, h المستعملة في تحليل الطيف تستخدم على التوالي لذلك فان الحالة $2p$ تعني ان $n = 2$ و $l = 1$

ان بعض الجهود السهلة والمفيدة المستعملة هي جهد المنخفض المربع اللامتناهي infinite square well potential الذي نصف قطره R

$$V = \begin{cases} 0 & r < R \\ \infty & r = R \end{cases} \qquad (2-147)$$

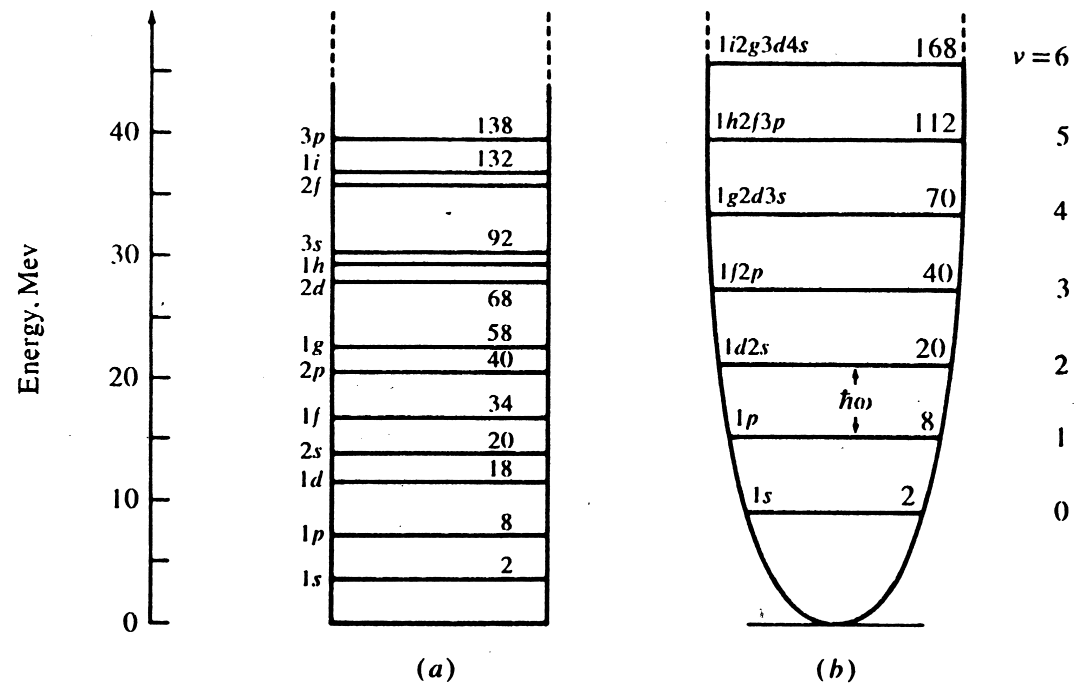
اوجهد المتذبذب التوافقي harmonic oscillator potential

$$V = \tfrac{1}{2} m_0 \omega^2 r^2 \qquad (2-148)$$

حيث تمثل ω تردد المتذبذب الذي كتلته m_0 . إن الجهود الاكثر واقعية تشمل جهد المنخفض المربع المحدود finite square well potential

$$V = \begin{cases} -V_0 & r \le R \\ 0 & r > R \end{cases} \qquad (2-149)$$

او جهد المنخفض المحدب : *rounded* well potential والذي يأخذ بنظر الاعتبار الاضمحلال التدريجي لكثافة النيوكليونات المبين في الشكل 1 ـ 1



الشكل 23 ـ 2 مستويات طاقة النيوكليونات (a) في جهد المنخفض الكروي المربع $(R = 8\ F)$ (b) في جهد المتذبذب التوافقي . ان الرموز الطيفية (n, l) والعدد الكلي للنيوكليونات في كل مستوي مبينة ايضاً وكذلك العدد التذبذبي v في المعادلة (2 ـ 150)

إن مستويات الطاقة المحسوبة للجهود (147 ـ 2) و (148 ـ 2) مبينة في الشكل $23a$ ـ 2 و b على التوالي . إن التسميات الطيفية مبينة في الجانب الايسر من الشكل وكما هي الحالة في الصندوق المغلق فان طاقة اوطأ الحالات لا تمثل طاقة حركية تساوي صفرا للاسباب نفسها . ان موقع مستويات الطاقة بالنسبة لجهد المنخفض اللا محدود لا يمكن كتابته بواسطة معادلة رياضية سهلة ولكن توجد معادلة كهذه بالنسبة لجهد المتذبذب التوافقي وهذه المعادلة هي

$$\begin{aligned} E &= (n_x + n_y + n_z + \tfrac{3}{2})\hbar\omega \\ &= (v + \tfrac{3}{2})\hbar\omega \end{aligned} \qquad (2\text{-}150)$$

حيث n_x, n_y, n_z هي ثلاثة اعداد كمية صحيحة موجبة والتي من الممكن ان تساوي صفرا ايضاً . إن مستويات الطاقة في هذه الحالة متساوية الابعاد عن بعضها كما هو مبين في الشكل $23b$ ـ 2 فان عدداً كبيراً من المستويات يكون « مشترك » الطاقة degenerate اي اننا نحصل على قيمة الطاقة نفسها من اكثر من مجموعة واحدة من الاعداد الكمية . ان العدد الكمي v يسمى بالعدد الكمي التذبذبي *oscillator quantum number.*

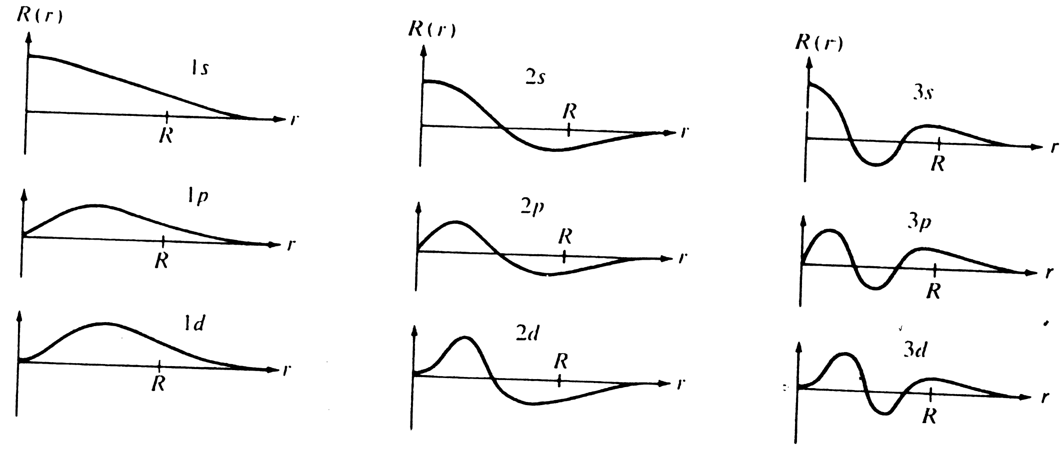
ان من المفيد ايضاً ان نحاول دراسة دالة الموجة نصف القطرية . فمثلاً وللحالة s $(l = 0)$ فإن التطابق الرياضي بين المعادلات (53 ـ 2) و (22 ـ 2) يسمح لنا بكتابة دالة الموجة لجهد المنخفض اللا متناهي بالشكل

$$u = rR(r) = C \sin \frac{n\pi r}{R} \qquad (2-151)$$

حيث ان الثابت C هو ثابت العيارية . إن الحالات التي تكون فيها $l \neq 0$ هي اكثر تعقيداً ولكن يمكن القول ان الدالة $u(r \to \infty)$ لاي جهد المنخفض لا متناهي يكون من شكل مقارب للعلاقة

$$u \sim e^{-\kappa r} \qquad (2-152)$$

في الحالات المرتبطة التي تكون فيها $(E < 0)$ حيث تعرف κ بالمعادلة $\tfrac{1}{2}\hbar^2\kappa^2/m_0 = |E|$ ان بعض دالات الموجات لجهد المنخفض المحدود مرسومة تخطيطياً من الشكل 24 ـ 2



الشكل 24 ـ 2

ولتحقيق قاعدة الانفراد لپاولي فإن كل مستوٍ يمكن ان يكون محتوياً على نيوكليونات متشابهة بحيث انه لا يجوز لنيوكليونين ان يكون لهما نفس الاعداد الكمية

$$n \quad l \quad m \quad m_s \qquad (2-153)$$

حيث ان $m_s = +\frac{1}{2}$ او $-\frac{1}{2}$ ـ وهو العدد الكمي الذي يحدد اتجاه الدوران الذاتي للنيوكليون فمثلاً وللحالة $l = 3$ فان قيم m الممكنة هي $-3, -2, -1, 0, 1, 2, 3$ ـ ويمكن وضع نيوكليونين في كل مستوٍ مغناطيسي ثانوي بحيث تكون $m_s = +\frac{1}{2}$ و $-\frac{1}{2}$ ـ على التوالي وبهذا فان اكبر عدد احتواء occupation number في هذه الحالة هو $2 \times 7 = 14$ وبصورة عامة فانه يساوي $2(2l+1)$. ان الشكل 23 ـ 2 يبين ايضاً عدد الاحتواء الكلي لاي مستوٍ معين لكل من الجهدين وفي هذه الحالة فاننا نتوقع انه كلما امتلأ مستوي معين (n,l) تماماً بالنيوكليونات فان النواة سيكون لها استقرار عالٍ وذلك لان عدد النيوكليونات سيكون زوجياً ويظهر تأثير الازدواج . كذلك المسافة بين القشرة المملؤة والقشرة الخالية التي تليها كبيرة فان طاقة التهيج ستكون اعلى مما لو كانت هذه المسافة صغيرة ولهذا فان تأثير الاعداد السحرية سوف يظهر عند هذه المسافات ومع ان الاعداد السحرية . 2, 8, 20 تظهر بوضوح الا ان الاعداد الاخرى (28, 50, 82, 126) لاتظهر حتى باستخدام الجهد الاكثر واقعية (149 ـ 2) او جهد البئر المحدب حيث لم يمكن التغلب على هذه المشكلة في جميع النماذج القشرية الاولى التي استخدمت فيها هذه الجهود ولهذا فان هذه النماذج اعتبرت ذوات فائدة محدودة في حينها .

5c ـ 2 شد البرم والمدار Spin-orbit coupling model

ان الفضل يعود الى ماير Mayer وهاكسل Haxel من جهة وجنسن Jensen وسويس Suess من جهة اخرى في انهم اكتشفوا ـ وبصورة مستقلة ـ الحلقة المفقودة في نموذج القشرة الذي عرضناه لحد الان لقد اقترحوا وجوب وجود تفاعل قوي بين الزخم الزاوي المداري وبين البرم الذاتي لكل نيوكليون . ان قواعد ميكانيك الكم تحدد الزخم الزاوي الكلي $j\hbar$ والناتج عن الجمع الاتجاهي للزخم الزاوي المداري $l\hbar$ البرم الذاتي $s\hbar$ بالقيم

$$j = l + \frac{1}{2} \quad \text{or} \quad j = l - \frac{1}{2} \qquad (2-154)$$

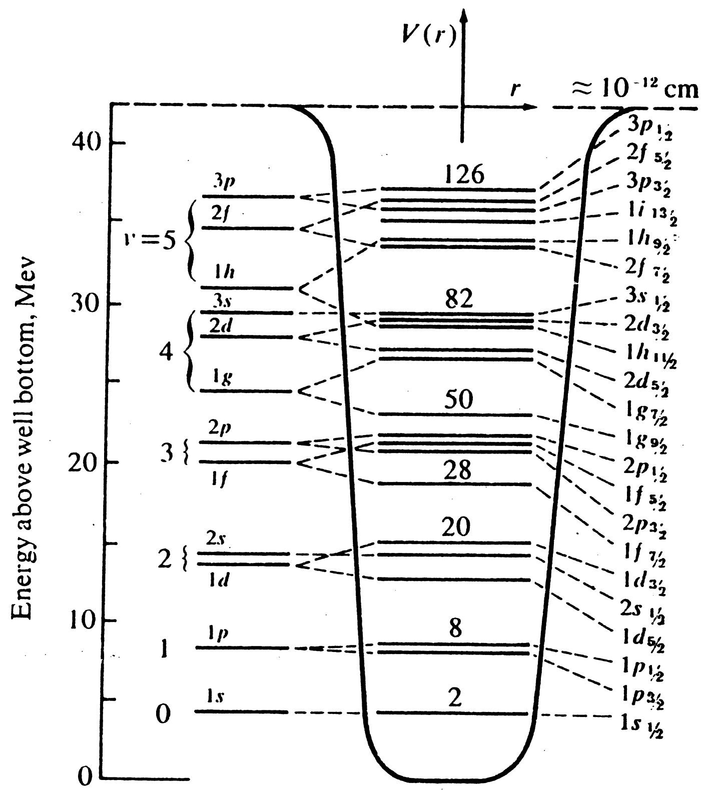
واذا كان التفاعل بين البرم والمدار موجوداً فان طاقات كل حالة من هذه الحالات سوف تختلف باختلاف المقدار وهذا يؤدي الى انفصام في مستويات الطاقة . وبأستخدام لغة الطيف فان قيمة j تكتب تحت رمز (n,l) . فمثلاً في حالة المستوي $1p$ فاننا نحصل على انفصام بين المستويات $1p_{\frac{1}{2}}$ $1p_{\frac{3}{2}}$. وقد وجد عملياً بأن مستويات الطاقة ذات القيمة الاكبر للمقدار j تقع دائماً تحت المستويات التي تكون لها القيمة الاصغر للمقدار

ان الشكل 25 ـ 2 يوضح تأثير الانفصام الناتج عن شد البرم بالمدار على مستويات الطاقة لجهد المنخفض المحدود وجهد المنخفض المحدب . ان اكبر عدد احتواء كل مستوٍ $(n,l)_j$ هو $(2j+1)$ وذلك لانه وحسب قواعد ميكانيك الكم فإن كل متجه زخم زاوي يمكن ان يكون له $m_\nu\hbar$ من المساقط على اي محور معين بحيث

$$m_\nu = -\nu, -\nu+1, -\nu+2, \ldots, \nu-2, \nu-1, \nu \qquad (2-155)$$

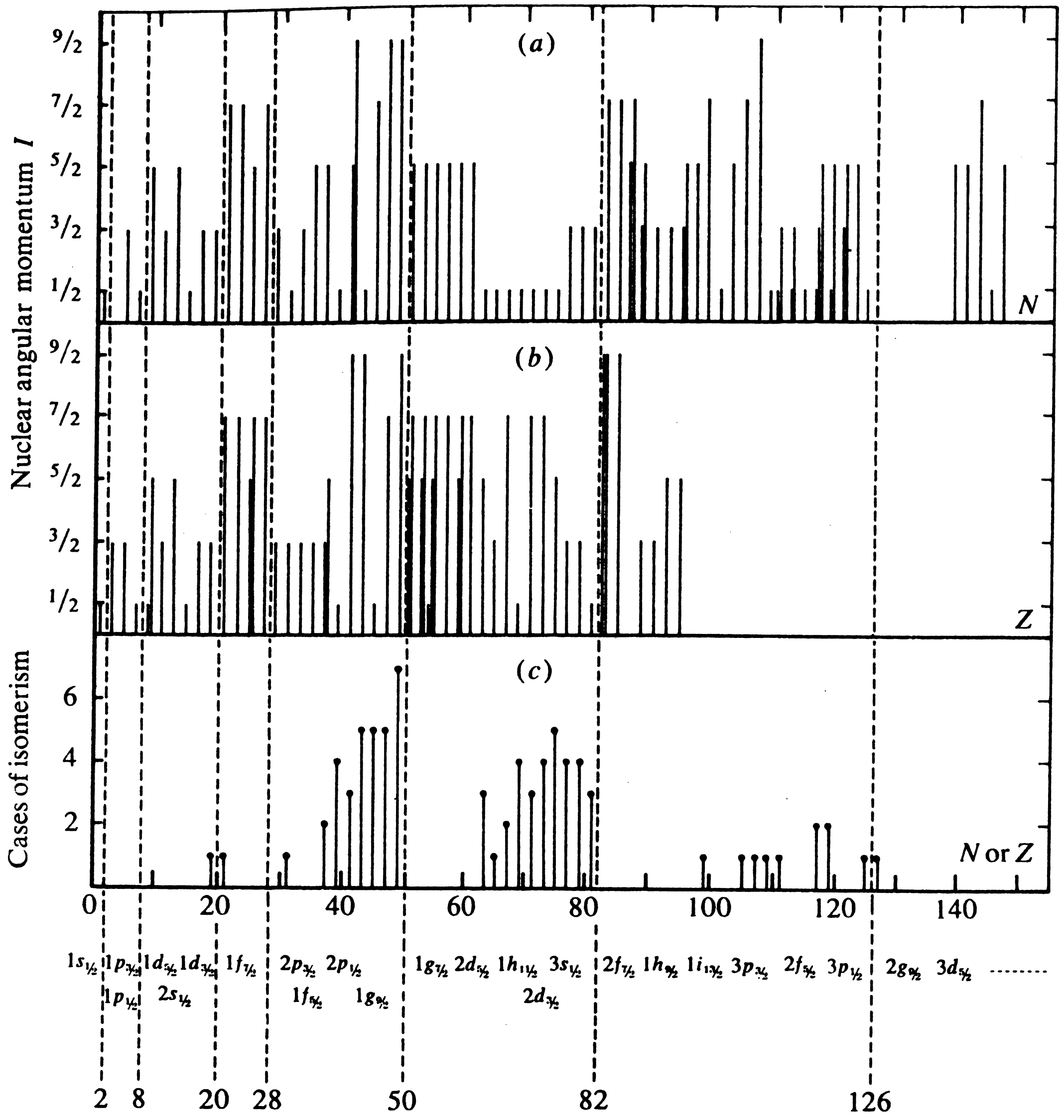
وبمراجعة الشكل 25 ـ 2 نلاحظ أنه إذا تم ضبط مقدار الانفصام الناتج عن البرم والمدار بصورة صحيحة فإن القشر الرئيسة سوف تتكسر عند القيم الملاحظة عملياً للاعداد السحرية . اضافة الى ذلك اذا تصورنا ان الزخم الزاوي للنوى المستقرة ذات A الفردية يمكن ايجاده بصورة كاملة بواسطة النيوكليون المنفرد فاننا نحصل على توافق ملفت للنظر بين قيم البرم النووي (وكذلك التناظر) لهذه النوى وبين توقعات نموذج شد البرم بالمدار . ان هذا التوافق مبين في الشكل b ، a 26 ـ 2 للنوى ذات N الفردية وذات Z الفردية . إن استخدام النتيجة العملية حول كون

البرم النووي لجميع النوى الزوجية ـ الزوجية في الحالة الارضية يساوي صفراً يمكن ان يقودنا الى ان نستنتج وبدرجة معقولة من القناعة أنه وللحالات المستقرة فان الزخم الزاوي الناتج عن N زوجية او Z زوجية يساوي صفراً



الشكل 5 ـ 2 مستويات الطاقة في جهد منخفض المحدب منخفض المحدب مع وجود انفصال قوي ناتج عن تأثير شد البرم بالمدار

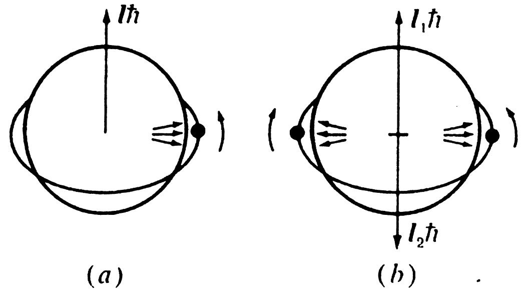
ان النتيجة الطبيعية لنموذج القشرة بالبرم والمدار هي انه وقريباً من التقطعات الرئيسية في القشرة ، فإن المستويات التي يكون زخمها الزاوي كبيراً تقع قريباً جداً من بعضها البعض . فمثلاً وقريباً من العدد النيوكليوني 50 فان النيوكليون يكون في المستوي $2p_{1/2}$ وبهذا فاننا نتوقع وجود حالة تهيج في المستوى $1g_{9/2}$ القريب . ان هذا يؤدي الى وجود عدد كبير من الحالات الايزوميرية *isomeric* قرب حافات القشرة (لاحظ الشكل 26c ـ 2) . ان تسلسل المستويات قد يتغير احياناً ايضاً مؤدياً الى تغير بسيط في طاقة الارتباط



الشكل 26 ـ 2 (a, b) الزخم الزاوي I للحالات الارضية للنوى ذات A الفردية مرسومة بدلالة العدد النيوكليوني الفردي N او Z (c) عدد الحالات الايزوميرية في النوى ذات A الفردية بدلالة العدد النيوكليوني الفردي ان الخطوط المتقطعة على المحور السيني تبين الاعداد السحرية 2 و 8 و 20 و 28 و 50 و 82 و 126 المتوقعة من نموذج القشرة لماير وهاكسل وجنسن وسوس . ان التفاصيل الطيفية مبينة ايضاً (راجع البند 5c ـ 2)

مع ان انموذج المستويات المتمددة بشد البرم والمدار قد ادى الى اكثر التأثيرات تشجيعاً في فيزياء التركيب النووي الأ ان الصيغة المبسطة لهذا النموذج والتي سبق شرحها اعلاه لا يمكن ان تكون كافية . ان هذا النموذج لا يستطيع مثلًا ان يفسر حقيقة ان البرم النووي للنوى الزوجية ـ الزوجية يساوي صفراً دائماً للحالة الارضية او بصورة اعم لماذا يكون الناتج النهائي لازدواج عدد زوجي من النيوكليونات يساوي صفراً . من الواضح ان هناك تفاعلًا اضافياً بين نيوكليون ونيوكليون يؤدي الى تحبيذ هذا الازدواج بحيث يكون بزخوم زاوية متعاكسة ولهذا فإنه يجب اضافة عنصر تجاذبي اخر الى تفاعل البرم والمدار بحيث يؤدي الى زيادة طاقة الازدواج التي لاحظناها في البند 3c ـ 2 ان دراسات نظرية تفصيلية قد اظهرت انه من المحتمل جداً ان يكون مقدار طاقة الازدواج متناسباً مع l للزوج ولهذا السبب فان الحالة ذات البرم العالي $(h_{\frac{11}{2}}, i_{\frac{13}{2}})$. التي نتوقعها من نموذج المدار ـ البرم (الشكل 25 ـ 2) لم تلاحظ في الحالة المستقرة للنوى ذات A الفردية . فمثلًا تكون حالة الطاقة لستة نيوكليونات تملأ القشرة $2d_{\frac{5}{2}}$ مع وجود نيوكليون واحد في الحالة $1h_{\frac{11}{2}}$. اكبر من طاقة الحالة التي فيها خمسة نيوكليونات في القشرة $2d_{\frac{5}{2}}$. مع نيوكليونين مزدوجين من الحالة $1h_{\frac{11}{2}}$ على الرغم من ان المستوي $2d_{\frac{5}{2}}$ يقع تحت المستوي $1h_{\frac{11}{2}}$.

ان خواص تفاعلات الازدواج يمكن فهمها بدرجة معقولة باستخدام حجج كلاسيكية . فلو تصورنا وجود قوة تجاذبية اضافية تعمل بين نيوكليونين مشابهين اي وبعبارة اخرى فان هناك قوة اضافة الى تلك التي اخذت بنظر الاعتبار بواسطة جهد نموذج القشرة واذا كانت هذه القوة ذات مدى قصير وتجاذبية فان الطاقة الكلية للنواة ستقل اذا كان النيوكليونان في اقرب وضع ممكن من بعضهما او ان يتصادم النيوكليونان اكبر عدد ممكن من المرات مع بعضها في مداراتهما بالمعنى الكلاسيكي او ان تتلاحم دالتي موجتيهما الى اكبر درجة ممكنة بلغة ميكانيك الكم . ان هذا الوضع يمكن الحصول عليه اذا كان (1) الجسيمان لهما القيم نفسها (n,l) (2) وكان زخماهما الزاويان $l_1\hbar$ و $l_2\hbar$ متعاكسين كما هو مبين في الشكل 27b ـ 2 حيث في هذه الحالة سيتصادم الجسيمان اكبر عدد ممكن من المرات او تتلاحم دالتي موجتيهما بدرجة اكبر



الشكل 27 ـ 2 التأثير المشوه للنيوكليون الاضافي على نواة مغلقة القشرة (a) لنيوكليون واحد (b) لنيوكليونين اضافيين بزخوم زاوية مدارية متعاكسة .

اذا كانت قوى الازدواج ليست قصيرة المدى بل يمتد تأثيرها الى كل النواة مثلًا فإن حسابات الطاقة لا يمكن ان تحبذ وجود المسافات الصغيرة بين نيوكليونين متفاعلين لان طاقة التفاعل سوف لا تعتمد تقريباً على المسافة بينهما او ان التلاحم بين دالات الموجات سيكون تاماً في جميع الاحوال بلغة ميكانيك الكم وبهذا فإنه سوف لا يكون مهماً ان تكون $l_1 + l_2 = 0$ هي الوضع المفضل على الاوضاع الاخرى لمتجه الزخم الزاوي وبما ان الحالات $l_1 + l_2 = 0$ هي التي لوحظ عملياً انها السائدة فاننا نستطيع ان نعكس الحجج أعلاه لنقول ان قوى تجاذب الازدواج هي قوى ذات مدى قصير بالمقارنة مع قطر النواة .

ان هناك خاصية اخرى لم يتم اخذها بنظر الاعتبار في نموذج القشرة المبسط وهذه الخاصية هي التأثير الذي يشوه شكل النواة والناتج عن النيوكليونات الخارجية وتأثيرها على النيوكليونات الاخرى . فلو تصورنا اننا قمنا بإضافة نيوكليون واحد الى نواة ذات قشرة مقفلة فان قيمة l لهذا النيوكليون ستكون كبيرة (الشكل 25 ـ 2) ولهذا فإن دالة موجته ستكون لها قيمة قصوى قريباً من نصف قطر النواة او بالمعنى الكلاسيكي فاننا نستطيع ان نقول ان النيوكليون سيدور حول القلب الذي يكون القشرة المقفلة للنيوكليونات كما هو مبين في الشكل 27a ـ 2 . ان التفاعل القوي بين النيوكليونات والقلب سوف يؤدي الى تشويه شكل القلب حيث ان القلب سيؤثر بقوة مركزية على النيوكليون وكرد فعل لهذه القوة فإن قوة مركزية طاردة سوف تؤثر على القلب اما اذا كان هناك نيوكليونان خارج القشرة فانهما سوف يتحركان في مدار واحد (ولكن باتجاهين متعاكسين بسبب تأثير الازدواج) وبهذا فان التشوه سوف يزداد . ان اضافة عدد اكبر من النيوكليونات خارج القشرة المقفلة

سوف يؤدي بنا الى أن نصل الى نقطة تصبح فيها القشرة مشوهة بصورة دائمة مع ظهور تأثيرات مرافقة لذلك على المدارات ومع ان مناقشة هذا الموضوع بالتفصيل هي خارج نطاق العرض في هذا المجال الا انه من المفيد مناقشة نتيجة واحدة لذلك .

ان الجسيم الذي له محور تناظر في ميكانيك الكم كالبيضوي الدوار مثلاً تكون له القابلية على الدوران حول محور عمودي على محور تناظره . ان طيف مستويات الطاقة لهذا الدوار هو ثابت الخواص ومن المثير للانتباه ان عدداً كبيراً من النوى الزوجية ـ الزوجية قد اثبتت عملياً انها تعطي هذا الطيف فعلاً وهذا يؤدي الى الاستنتاج ان النوى الدائمة التشوه موجودة بالتأكيد كما بينا .

ان من الممكن اشتقاق طيف الطاقة هذا بواسطة استخدام الحجج الكلاسيكية ان الطاقة الحركية الدورانية هي $E = \frac{1}{2}\mathscr{I}\omega^2$

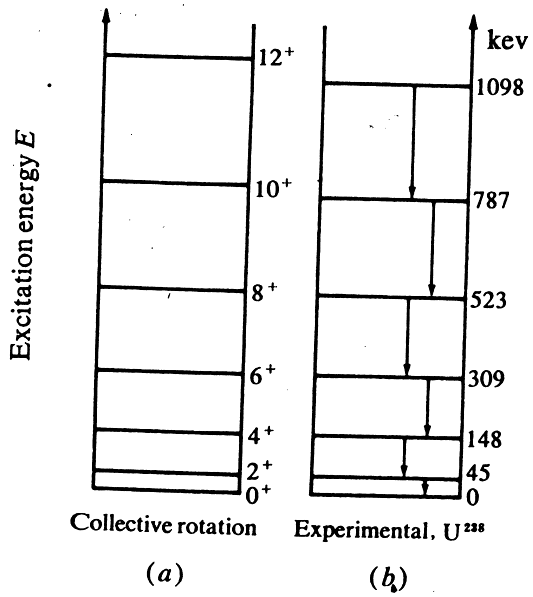
حيث $\mathscr{I}$ هي عزم القصور الذاتي للجسم حول محور الدوران و ω هي السرعة الزاوية للدوران ويمكن كتابة هذه المعادلة بدلالة الزخم الزاوي $L = \mathscr{I}\omega$ بالشكل

$$E = \frac{L^2}{2\mathscr{I}} \qquad (2-157)$$

واذا انتقلنا في النموذج الكلاسيكي الى النموذج الكمي فاننا يجب ان نبدل L^2 بالمقدار $I(I+1)$، حيث I هي عدد صحيح زوجي للنوى الزوجية الزوجية واقل قيمة لها هي الصفر

$$E = \frac{I(I+1)\hbar^2}{2\mathscr{I}}$$

ويمكننا مقارنة هذه العلاقة البسيطة مع النتائج العملية للطيف . ان الفرق الذي يظهر عند طاقات تهيج عالية يمكن فهمه لأن تردد الدوران الكلاسيكي يزداد بزيادة قيمة I وبهذا فان النواة سوف تتشوه قليلاً بقوة طاردة مركزية اكبر وهذا سيؤدي الى زيادة عزم القصور الذاتي لها وقد تم الكشف عن طاقات تهيج تقل بالضبط حسب المعادلة (158 ـ 2) كما هو مبين في الشكل 28 ـ 2



الشكل 28 ـ 2 طيف الطاقة لنواة مشوهة

(a) الطيف النظري لدوار كمي

b طيف نواة U^{238}

يظهر مما سبق اعلاه ان نموذج القشرة ذات الجسيم الواحد يكون صحيحاً بالقرب من القشر المقفلة وكلما شذ عدد النيوكليونات عن الاعداد السحرية فان تأثيرات تعاونية تبدأ بالظهور بين النيوكليونات وهذه يمكن اخذها بسهولة بنظر الاعتبار في النماذج التجمعية *collective models* التي تحتوي في اساسها على الحركة الدورانية التي ذكرت اعلاه وكذلك على الحركة الاهتزازية . ان التقدم النظري قد اثبت ان التأثيرات التجمعية يمكن الحصول عليها باجراء تحويرات على نموذج القشرة ايضاً وفي هذه الحالة فان الجهد المستعمل في نموذج القشرة يجب ان يكون محتوياً على الحدود التالية

جهد كروي رئيسي

حد يمثل تفاعل البرم والمدار .

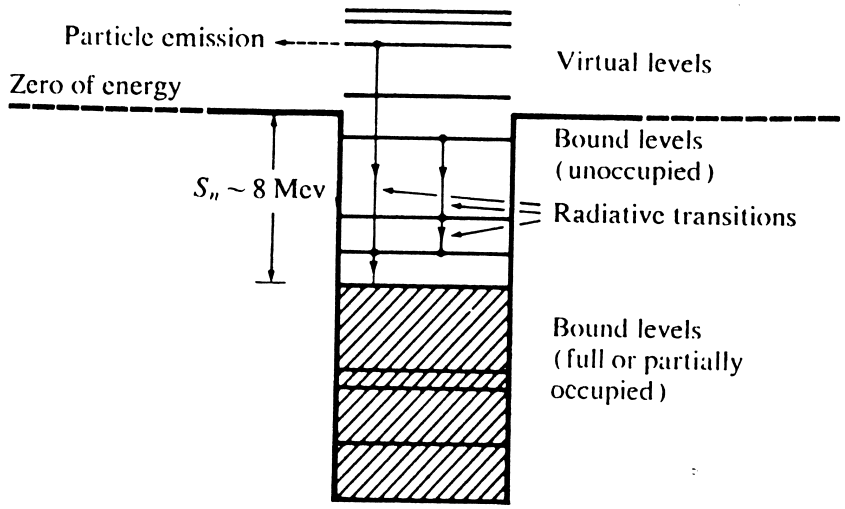
حد ذو مدى قصير جداً يحاول جعل النواة كروية ويعمل على ازدواج النيوكليونات

حد طويل المدى يحاول تشويه النواة .

ان اية نظرية للقوى النووية يجب ان تحتوي على جميع الخواص اعلاه ومن المؤمل ان تكون نظرية الميزونات (الفصل 6) قادرة على تفسير هذه الخواص بدرجة اكبر .

6 ـ 2 مستويات الطاقة النووية ENERGY LEVELS OF NUCLEI

يحتوي جهد اي منخفض محدود مثل المبين في الشكل 25 ـ 2 و 29 ـ 2 على مستويات مرتبطة للطاقة تمثل الحالات $E < 0$ ومستويات غير مرتبطة او تسمى حالات خيالية Virtual states للطاقة تمثل الحالات $E > 0$ (راجع البند c 2 ـ 2) ان الحالات غير المستقرة لا يمكن فهمها على اساس اي نموذج كلاسيكي بل هي ناتجة من حقيقة ان موجة دي بروي للنيوكليون تنعكس عند حافة منخفض الجهد حتى في الحالة التي تكون فيها الطاقة الكلية للجسيم اكبر من الطاقة الكامنة في جميع المناطق . واذا صادف ان كان طول موجة دي بروي بحيث انها تولد موجات مستقرة داخل المنخفض فان سعة دالة الموجة يمكن ان تكون كبيرة جداً داخل البئر وبهذا تتولد حالات خيالية غير مستقرة وهذا يعني ان هناك احتمالاً كبيراً ان يكون هناك نيوكليون ذا طاقة موجبة معينة داخل النواة



شكل 29ـ 2 تمثيل تخطيطي للمستويات النووية

ان معامل الانعكاس لجهد على شكل درجة سلم يمكن اشتقاقه باستخدام الطريقة المبينة في البند 2g ـ 2 . ففي الشكل 5 ـ 2 لو فرضنا ان $L \to \infty$ وباعتبار ان $E > V_b$ فإن : ـ

$$\psi_I = \psi_{I\to} + \psi_{I\leftarrow} = a_I e^{ikx} + b_I e^{-ikx} \qquad (2-159)$$

$$\psi_{II} = \psi_{II\to} = a_{II} e^{ik'x} \qquad (2-160)$$

حيث

$$k' = \left(2m_0 \frac{E - V_b}{\hbar^2}\right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{and} \quad k = \left(\frac{2m_0 E}{\hbar^2}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (2-161)$$

وبتطبيق الشروط الحدودية عند النقطة $x = 0$ ينتج

$$a_I + b_I = a_{II} \quad \text{from} \quad \psi_I = \psi_{II}$$

$$a_I - b_I = a_{II}\frac{k'}{k} \quad \text{from} \quad \frac{d\psi_I}{dx} = \frac{d\psi_{II}}{dx}$$

ومن هذه المعادلات نجد ان معامل الانعكاس هو

$$\frac{|b_I|^2}{|a_I|^2} = \left(\frac{1 - k'/k}{1 + k'/k}\right)^2 \qquad (2-162)$$

واذا كانت $k'/k \ll 1$ فان معامل الانعكاس يساوي $1 - 4k'/k$ تقريباً فإذا كانت $E/V_b = 1.01$ فإن معامل الانعكاس هو حوالي 0.7

وسوف نثبت لاحقاً (راجع البند 3 ـ 4) عند دراستنا للخواص الحركية للنوى ان النيوكليون يترك الحالة غير المستقرة بعد معدل عمر مقداره τ وينتج عن ذلك

ان يكون للحالة سمك معين. لانبعاث الجسم بحيث

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \qquad (2-163)$$

وكما هو مبين في الشكل 29 ـ 2 فان الحالة غير المستقرة ايضاً يمكن ان تنحل الى حالة أوطأ بانبعاث اشعة كاما بطريقة مشابهة لانبعاث الاشعة الضوئية من الذرات المتهيجة . ان المستويات المرتبطة في النواة تستطيع فقط ان تنحل بانبعاث اشعة كاما .

حسب نموذج القشرة ذات الجسيم الواحد فإن اية نواة معينة (Z,N) تتكون من Z من البروتونات و N من النيوترونات وتكون هذه موجودة عادة في مستويات مرتبطة (البروتونات والنيوترونات كل في جهد المنخفض الخاص به) وحسب قاعدة الانفراد لپاولي . عندما تكون النواة في الحالة الارضية فان جميع النيوكليونات تكون في اوطأ حالات ممكنة من الطاقة . ان ابسط حالة تهيج نووية تتكون برفع النيوكليون الخارجي (الاقل ارتباطاً) الى حالة اعلى .

ان الطيف الذي ينتج عن النواة في هذه الحالة يسمى طيف مستويات الجسيم الواحد وبمستويات كالمبينة في الشكل 25 ـ 2

ان الطيف الحقيقي للمستويات مثل المبين في الشكل 30 ـ 2 يحتوي كما نلاحظ على عدد اكبر بكثير من المستويات مما هو متوقع في طيف الجسيم الواحد المبين في الشكل 25 ـ 2 هذا مع انه من المحتم انه لم يتم ايجاد جميع المستويات النووية بصورة كاملة . ان النظريات الحالية تدل على ان طيف الجسيم الواحد يتحلل في الحقيقة الى عدد كبير من المستويات تتكون من تهيجات معقدة لاكثر من جسيم واحد . ان توزيع مستويات الجسيم مبينة تخطيطياً في الشكل 30 ـ 2

ان الشكل 30 ـ 2 يظهر ان كثافة حالات الطاقة (عدد الحالات لكل وحدة طاقة) تزداد بزيادة طاقة التهيج . ان هذا ناتج عن امكانية الوصول الى طاقة تهيج معينة بعدد اكبر من عمليات التهيج للنيوكليونات كلما ازدادت الطاقة . ان حججاً نظرية غير كاملة قد استعملت لحساب توقع تغير كثافة مستويات الطاقة وقد وجدت العلاقة

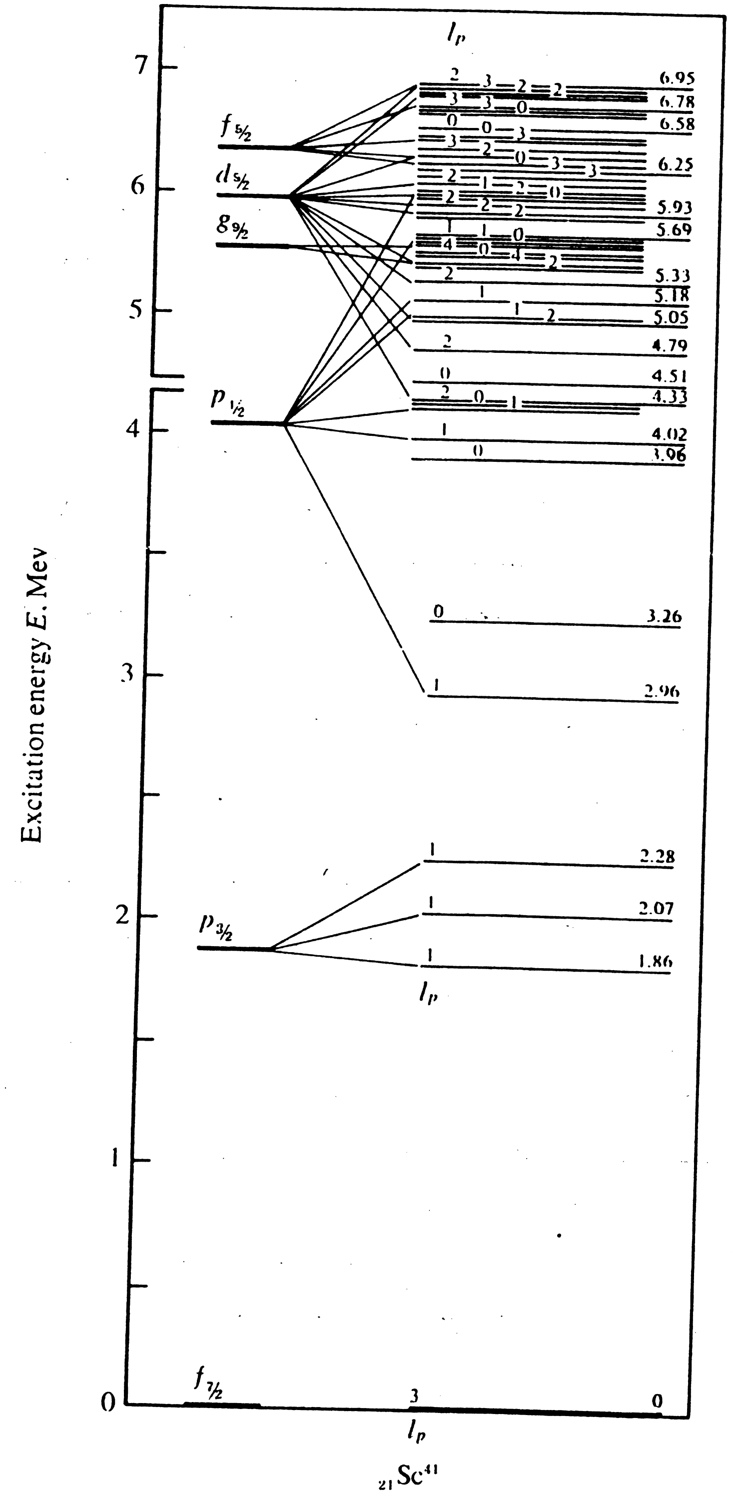
$$\rho = 1/\Delta = \rho_0 e^{a\sqrt{E}}$$

حيث ρ = كثافة المستويات

Δ = المسافة بين مستويين

ρ_0 = 0.01 الى 1 $(\text{Mev})^{-1}$ عندما تكون A = 200 الى 20

a = 7 الى 1 $(\text{Mev})^{-\frac{1}{2}}$ عندما تكون A = 200 الى 20



الشكل 30 ـ 2 طيف مستويات الطاقة للنواة Sc^{41} . لاحظ تغير تدريج محور الطاقة بين 5.4 Mev . إن الزخم الزاوي l_p للبروتون المنفرد الاخير مبين في الشكل إن انفصال تركيب الجسيم الواحد الى المستويات الحقيقة مبين أيضاً

ومع انه لا يمكن اعطاء وصف تفصيلي لحالات التهيج العالية للنوى فيما عدا بعض الحالات القليلة الا انه تمت ملاحظة تكراريات واضحة في الحالات الواطئة . ان الحالات الواطئة في النوى ذات A الفردية يمكن ربطها بنموذج القشرة خصوصاً عندما يكون عدد النيوكليونات مقارباً لاعداد سحرية ونلاحظ في هذا المجال ان ليس فقط قيمة الطاقة يمكن تفسيرها بل ان البرم النووي والتناظر يمكن تفسيرهما ايضاً . اما عندما يكون عدد النيوكليونات واقعاً بين عددين سحريين فانه يكون من الاكثر فائدة بصورة عامة دراسة الحالة بدلالة نموذج تجميعي . اما بالنسبة للنوى الزوجية ـ الزوجية فان حالات التهيج يمكن ان تنتج عن تحطم ازدواج نيوكليوني وهذا يحتاج الى طاقة عالية بحيث انه حتى الحالات الواطئة تكون مكونة من تهيجات معقدة من الاسهل وصفها بناء على نموذج اهتزاز ودوران النواة بدلاً من نموذج القشرة . ان الوضع المنتظم لحالات التهيج الاولى هذه واضح من الشكل 21 ـ 2 ولكنه لم يمكن الحصول على وضع سهل كهذا بالنسبة للنوى ذات A الفردية . ان حالات التهيج الواطئة في النوى الفردية الفردية يمكن تصورها على اعتبار ان البروتون الاخير المنفرد يكون زخمه الزاوي $\mathbf{I}_p\hbar$ والنيوترون $\mathbf{I}_n\hbar$ وبذلك فان الزخم الزاوي للنواة سيكون

$$\mathbf{I} = \mathbf{I}_p + \mathbf{I}_n \qquad (2-165)$$

حيث تكون حسب قواعد ميكانيك الكم : ـ I هي $|I_p - I_n| \ldots |I_p + I_n|$

في خطوات مكونة من اعداد صحيحة وتتكون الحالة الارضية اذا كان البرم الذاتي للنيوترون المنفرد الاخير موازياً للبرم الذاتي للبروتون المنفرد الاخير اما حالات التهيج الاخرى فتتكون من حالات الميل الاخرى بين $\mathbf{I}_p$ و $\mathbf{I}_n$

ان دراسة تركيب المستويات للنوى الفردية ـ الفردية تتطلب ان تتضمن القوة النووية التي سبقت مناقشتها في نهاية البند d 5 ـ 2 على حد اخر يحاول جعل البرم الذاتي للنيوكليونات في ان يكون متوازياً . ان ابسط النوى الفردية ـ الفردية هي H^2 وفيها $I_p = \frac{1}{2}$ و $I_n = \frac{1}{2}$ وبهذا فان حالتها المستقرة هي $I = 1$ وحالتها المتهيجة الخيالية هي $I = 0$ ان الفرق في الطاقة بين هاتين الحالتين هو 2.3 Mev وهذا يبين مقدار تفاعل البرم بالبرم ويجب علينا ان لا نخلط بين هذا التأثير وبين تأثير تفاعل الازدواج الذي يحاول توجيه الزخم الزاوي المداري لنيوكليونين متساويين بحيث يصبح الزخم الزاوي الكلي مساوياً للصفر .

7 ـ 2 تناظر الشحنة وعدم اعتماد القوة النووية على الشحنة

CHARGE SYMMETRY AND CHARGE INDEPENDANCE OF NUCLEAR FORCES

ان اشتقاق المعادلة شبه العملية للكتلة يعتمد على الفرض القائل بان الجزء الرئيسي من طاقة الارتباط بين النيوكليونات لا يعتمد على طبيعة هذه النيوكليونات اي ان القوى النووية بين p-p و n-n و n-p متطابقة وبما ان المعادلة شبه العملية للكتلة هي غير دقيقة فان من المهم ان نعطي ادلة مباشرة اخرى لعدم الاعتماد على الشحنة هذه

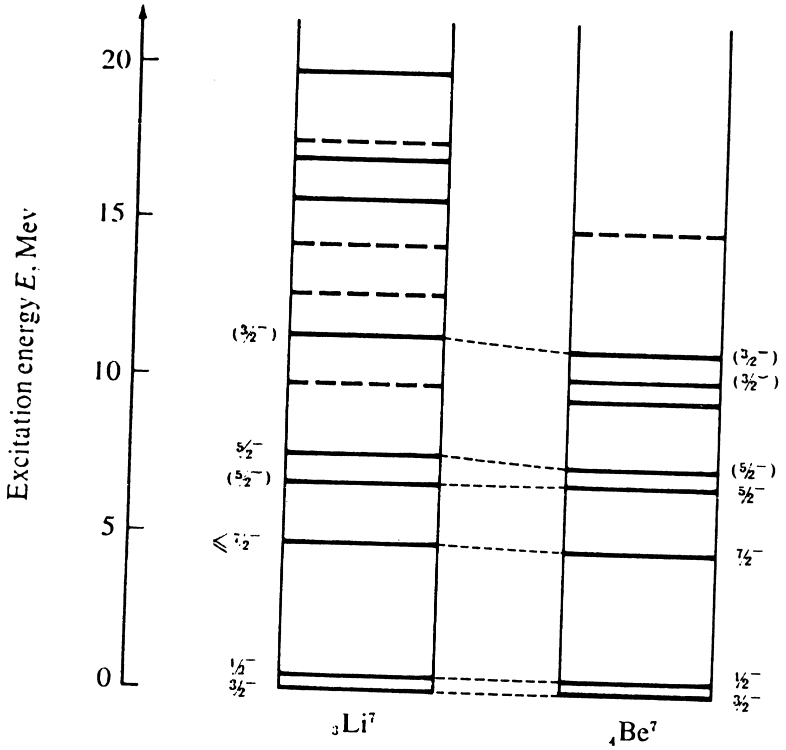
ان ازدواج النوى التي تكون فيها $Z_1 = n, N_1 = n'$ و $Z_2 = n', N_2 = n$ حيث ان . n و n' هي اعداد صحيحة) تسمى بالنوى المرآتية *mirror nuclei* ان اكثر هذه النوى شيوعاً هي تلك التي تكون فيها $n' = n - 1$ او $n' = n - 2$ ان الشكل 31 ـ 2 يقارن بين طيف المستويات لزوج من هذا النوع وهو $Li^7 (Z = 3, N = 4)$ و $Be^7 (Z = 4, N = 3)$ ويلاحظ انه ليس فقط حالات الطاقة تتفق مع بعضها بل الزخم الزاوي والتناظرات تتفق مع بعضها كذلك بدرجة كبيرة ويمكننا ان نستنتج من هذا ان القوى النووية متناظرة بالنسبة للشحنة charge symmetric اي ان القوى p-p و n-n متطابقة .

والان لو اخذنا الرسم التخطيطي للنوى Li^7 و Be^7 في الشكل 32 ـ 2 فاننا نلاحظ بانه في كل من النواتين فان الاواصر متطابقة فيما عدا ما يتعلق بالاواصر التي تخص النيوكليون الاخير المنفرد ولهذا فانه لما كانت اطياف تهيج هذه النوى متطابقة فاننا نستطيع القول بان

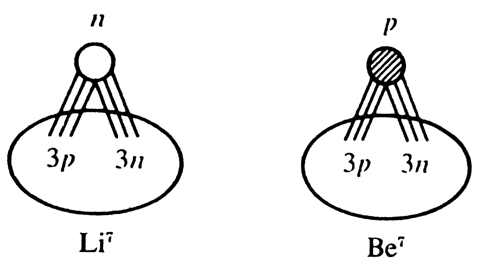
$$3E_{n-n} + 3E_{p-n} = 3E_{p-p} + 3E_{p-n}$$

حيث E تمثل الفرق في طاقة الاواصر بين الحالة الارضية والحالة المتهيجة وبهذا تكون

$$E_{p-p} = E_{n-n} \qquad 2-167$$

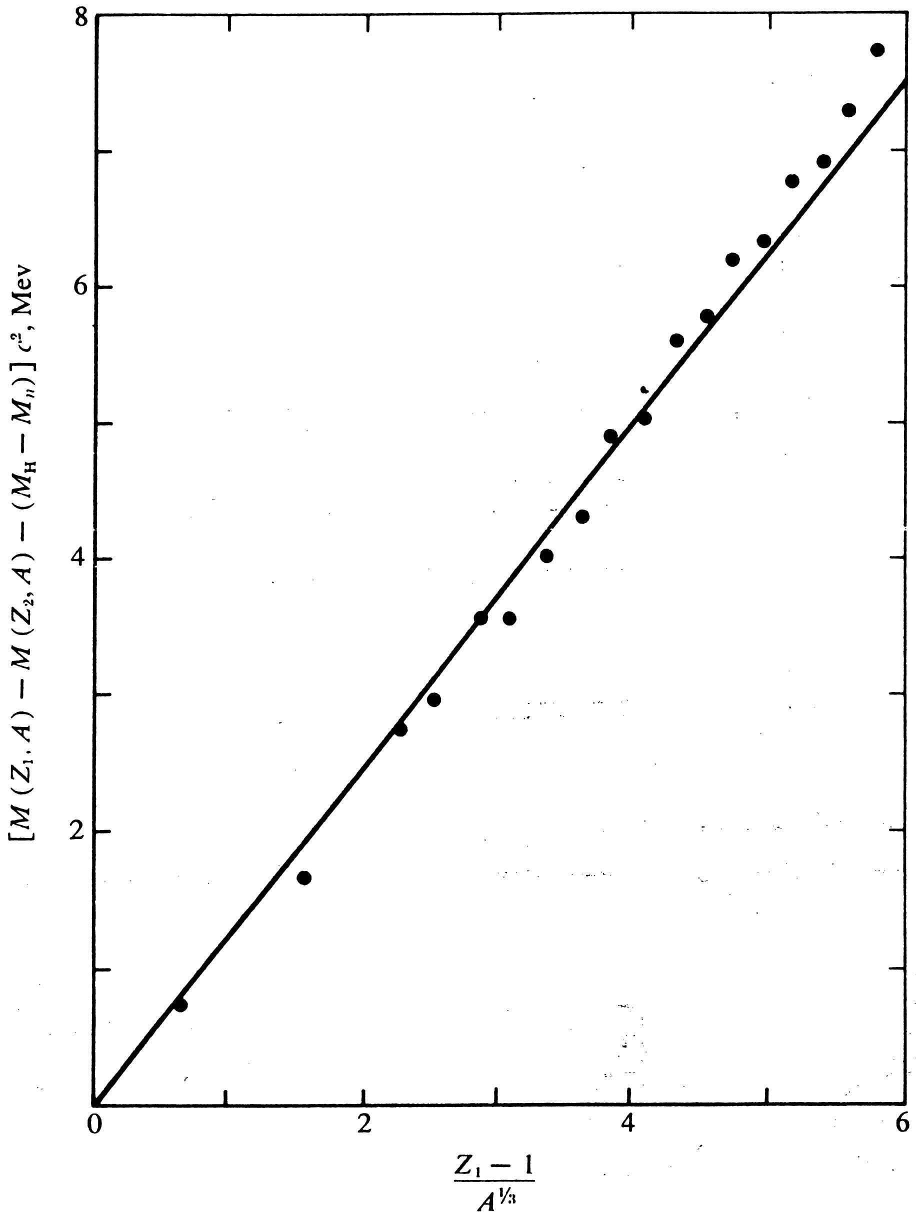


الشكل 31 ـ 2 مقارنة بين مستويات الطاقة لكل من Li^7 و Be^7 . ان المستويات غير المؤكدة مبينة كخطوط متقطعة كذلك فان المستويات المتقابلة قد تم وصلها بخطوط منقطعة . ان البرم والتناظر لكل مستوي موضحان ايضا



الشكل 32 ـ 2 مقارنة بين اواصر النيوكليون المنفرد في نوى Li^7 و Be^7

ولهذا فان من الممكن ان نستنتج بان طاقات التآصر نفسها ستكون متساوية واذا كان هذا صحيحاً وهذا ما يمكن اثباته من دراسة كتل النوى المرآتية في حالاتها المستقرة . واذا افترضنا ايضاً بان القوى النووية متناظرة بالنسبة للشحنة فعلاً فانه يمكننا من ملاحظة الشكل 32 ـ 2 او المعادلة شبه العملية للكتلة (المعادلة (127 ـ 2)) ان نقول بان الفرق بين النوى المرآتية عندما تكون $Z_1 = Z_2 + 1$ هو



الشكل 33 ـ 2 الفرق في الكتل بين النوى المرآة بدلالة $(Z_1 - 1)A^{\frac{1}{3}}$ حسب المعادلة (168 ـ 2)

$$[M(Z_1,A) - M(Z_2,A)]c^2 = [Z_1(Z_1 - 1) - Z_2(Z_2 - 1)]\frac{3e^2}{5R} + (M_H - M_n)c^2$$

$$= (Z_1 - 1)\frac{6e^2}{5R} + (M_H - M_n)c^2 \qquad \text{(2-168)}$$

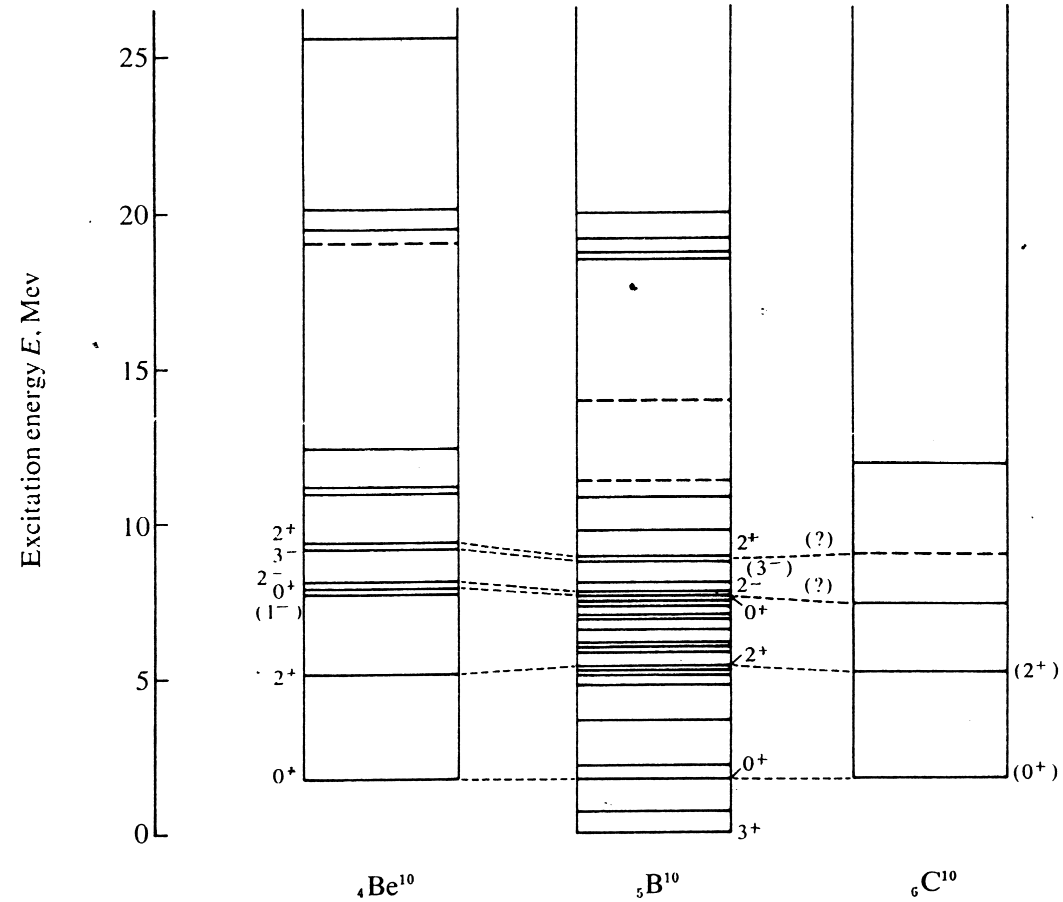
ان الطرف الايسر من هذه المعادلة يمكن حسابه اما مباشرة او من خلال طاقة الانحلال البوزتروني بين الايزوبارين (راجع البند 6b ـ 4) كما يمكن حساب الطرف الايمن من المعادلة (5 ـ ١) وهو يتفق مع الطرف الايسر ولهذا فان تناظر الشحنة الذي ذكرناه هو صحيح بالتأكيد . ان الشكل (33 ـ 2) يلخص النتائج العملية لقياسات كثيرة . ان رسم الفرق في الكتل مع الاخذ بنظر الاعتبار التصحيح $(M_H - M_n)c^2 (= -0.78$ Mev) بدلالة $(Z_1 - 1)/A^{\frac{1}{3}}$ يجب ان يمربنقطةالاصلاذاكان تناظر الشحنة صحيحاً . ان الشذوذ الظاهر في الشكل 33 ـ 2 ناتج عن تأثيرات القشرة والتي تؤدي الى انصاف اقطار مؤثرة مختلفة بعض الشيء في النوى (A و Z_1) و (A و Z_2) وذلك لان دالة موجة البروتون تكون مختلفة عن دالة موجة النيوترونكمايمكننا ايضاً ملاحظة تناظرات مهمة بين مستويات الطاقة من خلال دراسة النوى المرآتية الثلاثية **mirron triads**

$$(Z_1 = n - 1, N_1 = n + 1) \qquad (Z_2 = n, N_2 = n) \qquad (Z_3 = n + 1, N_3 = n - 1)$$

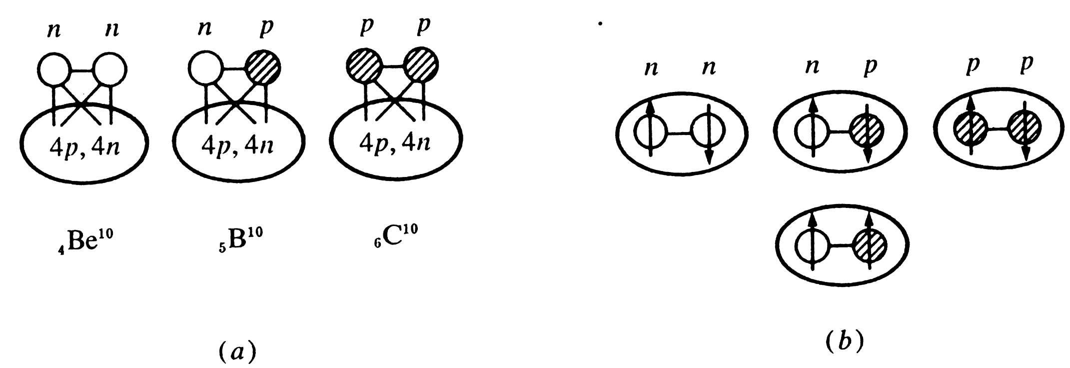
في حالاتها الارضية والمتهيجة . ان الشكل 34 ـ 2 يبين حالات الطاقة للثلاثي C^{10} و B^{10} و Be^{10} والتي تكون فيها $n = 5$ وبعد تصحيح كل كتلة بالنسبة لطاقة كولوم فاننا نلاحظ مرة اخرى ان مستويات الطاقة للنوى C^{10} و Be^{10} متطابقة عملياً ولكن تكون بعض مستويات B^{10} مقابلة لهذه المستويات واذا قمنا بتحليل هذه النتيجة بواسطة الاواصر الموجودة كما في الشكل $35a$ ـ 2 فاننا نجد ان المستويات المتطابقة في Be^{10} و B^{10} و C^{10} تعني ان القوى بين p-p و n-n و n-p يجب ان تكون متطابقة ولكن هذا يعني ايضاً ان B^{10} يحتوي على عدد اكبر بكثير من المستويات مما في Be^{10} و C^{10} وهذا هو نتيجة مباشرة لقاعدة الانفراد لپاولي

ولاجل الحصول على وضوح اكثر فلنتصور ابسط حالات المرآتية الثلاثية n^2 و H^2, He^2 (ومع ان n^2 و He^2 هي تراكيب ليست مستقرة الا ان الحجج المعطاة تبقى صحيحة) ان اوطأ الحالات هي الحالة $1s$ وبما ان قاعدة الانفراد لپاولي تتطلب ان يكون البرم الذاتي في n^2 و He^2 متعاكساً ولكن هذا ليس ضرورياً في H^2 فان هذا يعني بان مجموعة n-p لها عدد اكبر من الحالات مما في n-n . ان هذا المثال يعني ايضاً ان عدم اعتماد القوة النووية على الشحنة يكون صحيحاً فقط اذا كانت النيوكليونات في حالات متطابقة من حيث زخمها الزاوي (المداري والبرم الذاتي) .

ان هذا قد تم تأكيده بواسطة دراسات مستفيضة لكل من استطارات n-p و p-p . وهذه خاصية ذات اهمية كبيرة في القوى النووية



الشكل 34 – 2 مقارنة بين ثلاثي المرآة Be^{10} وB^{10} و C^{10}. ان كلاً من الكتل قد تم تصحيحها بالنسبة لطاقة كولوم وفرق الكتلة بين البروتون والنيوترون . ان المستويات غير المؤكدة مبينة بخطوط متقطعة كما ان المستويات المتناظرة متصلة بخطوط منقطعة ان البرم والتناظرات لكل حالة مبينة ايضاً



الشكل 35 – 2 مقارنة بين الاواصر في Be^{10} و B^{10} و C^{10} مقارنة بين الحالات

اسئلة

2 – 1 برهن ان الجسم الذي كتلة سكونه m_0 وطاقته الحركية T فان زخمه يكون دائماً اكبر من زخم الفوتون الذي له طاقة $h\nu = T$ بغض النظر عن قيمة T

2 – 2 اذا اردنا استخدام العلاقة غير النسبية للطاقة الحركية لغرض حساب انطلاق جسم كتلة سكونه m_0 فما هي اعلى طاقة مسموح بها ومقاسة بوحدات m_0c^2 يمكن ان نستعملها بحيث يكون الخطأ الناتج في حساب الانطلاق هو في حدود 1 % .

2 – 3 ما هو انطلاق جسيم طاقته الحركية تساوي طاقة سكونه

2 – 4 احسب طول موجة دي بروي لالكترون طاقته 10 ev ، جسيم الفا طاقته 10 Mev ورصاصة كتلتها 10 g تتحرك بسرعة 1000 m/sec

2 – 5 ما هو معدل تحول المادة (بوحدات g/sec) الى طاقة في مفاعل نووي ينتج 2 ميكاواط من القدرة

2 – 6 (أ) شخص يرمي قرص كتلته 3 kg في دائرة نصف قطرها 0.5 متر بحيث يدور القرص دورة واحدة في الثانية ما هو الزخم الزاوي للقرص بوحدات $\hbar$ ؟ اذا كان نيوترون يتحرك داخل نواة بنصف قطر مقداره 5 F وزخمه الزاوي المداري هو ثلاث وحدات فكم تكون سرعته (ان هذه الصورة الكلاسيكية للحركة النووية ليست صحيحة ويجب ابدالها بمفهوم دالة الموجة)

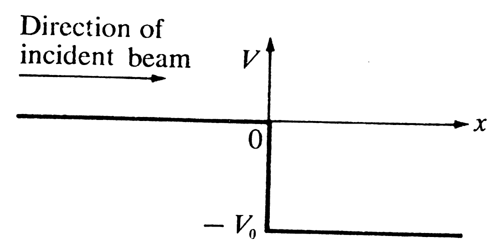
2 – 7 في الاحداثيات الكروية فان صيغة $\nabla^2\psi$ في المعادلة (19 – 2) هي

$$\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial \psi}{dr}\right)+\frac{1}{r^2\sin\theta}\frac{\partial}{\partial \theta}\left(\sin\theta\frac{\partial \psi}{\partial \theta}\right)+\frac{1}{r^2\sin^2\theta}\left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2}\right)$$

(أ) برهن على ان تعويضاً من النوع (43 – 2) يؤدي الى فصل المتغيرات (ب) برهن على ان المعادلة نصف القطرية يمكن ان توضع بالشكل (47 – 2) باستعمال تعريف مناسب لثابت الفصل (جـ) اكتب معادلة المتغير φ. واثبت ان لها حلاً من النوع (45 – 2) اذا كان تعريف ثابت الفصل مناسباً

2 – 8 جسيم كتلته m_0 يكاد يرتبط بجهد منخفض عرضه $2a$ وعمقه $-V_0$ ما هي القيمة الصغرى للمقدار V_0 الذي لا يساوي صفراً (تلميح : ان هذا السؤال يمكن حله باستخدام المفهوم البسيط لموجة دي بروي ولكن اسباباً مقنعة يجب ان تعطى لذلك وبعكسه فانه يمكن استخدام الطريق الاطول بالتعويض بالشروط الحدودية عند $x = a$ و $x = -a$ وفي اي من الاحوال فان السؤال الذي عليك ان تسأله لنفسك هو ماذا يعني الشرط « يكاد يرتبط ») .

2 – 9 حزمة متوازية من الجسيمات طاقتها الحركية T_0 ارسلت من فوق انخفاض من الجهد كالذي مبين في الشكل ص (84) احسب معامل الانعكاس للجسيمات عند درجة الجهد بدلالة T_0 و V_0 .



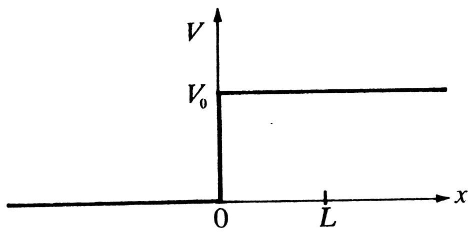
2 – 10 (أ) احسب الطاقات الحركية لاوطأ حالتين $l = 0$ لجسيم (كتلته m_0) داخل صندوق كروي مقفل نصف قطره R واكتب دوال الموجة العيارية لهذه الحالات .

(b) احسب الطاقات بوحدات Mev اذا كانت m_0 = كتلته نيوترون و $R = 5\,F$

2 – 11 افرض ان N من الجسيمات المتشابهة قد وضعت في صندوق مكعب مغلق بحيث يكون جسيم واحد في كل حالة وان الحالات قد تم اشغالها حسب تسلسل زيادة طاقاتها (a) اوجد العلاقة بين N و $(n_x^2 + n_y^2 + n_z^2)_{max}$.

(تلميح : ان كل مجموعة من الاعداد الصحيحة n_x, n_y, n_z تمثل حالة واحدة ولهذا فانه اذا رسمنا الحالات المشغولة كنقاط في الاحداثيات الكارتيزية بحيث تكون المحاور باتجاه n_x, n_y, n_z فان حجم الفراغ المشغول هو بالضبط العدد الكلي للحالات المشغولة) (b) ما هي اقصى طاقة للمستويات المشغولة ؟ (ان هذا السؤال ككل هو صعب) .

2 – 12 حزمة من الجسيمات كتلة سكونها m_0 وطاقتها الحركية T يعترضها مرتفع جهد ارتفاعه $V_0(>T)$ كما هو مبين احسب (أ) دالة الموجة عندما تكون $x > 0$ (b) معامل الانعكاس عند درجة الجهد (اجب بدون حسابات اذا اردت) (جـ) هل تتغير دالة الموجة عند $x > 0$ اذا تم تقليل مرتفع الجهد الى الصفر عند $x > L$ (د) هل يتغير معامل الانعكاس عند $x = 0$ تحت هذه الظروف .



2 – 13 اثبت انه لجهد كروي $V(r)$ بحيث ان $V(r \to \infty) = 0$ فان الصيغة المحاذية لحل المعادلة النصف قطرية في معادلة شريدنكر هي $u(r \to \infty) \sim e^{-\kappa r}$ حيث κ مبينة بالعلاقة

$$\tfrac{1}{2}\hbar^2\kappa^2/m_0 = |E|$$

اثبت ايضاً ان المعادلة (2 – 47) تتحقق عند $r \to 0$ بالحل

$$R(r \to 0) \sim r^l$$

2 – 14 (أ) استخدم الشكل 2 – 8 لتقدير الطاقة الكلية (بوحدات Mev) التي تتحرر من انشطار نواة U^{238} الى جزيئين متساويين مع تحرير اربعة نيوترونات واذا كانت نواتج الانشطار تنحل الى نواتج نهائية مستقرة (ينطبق عليها الشكل 2 – 8) .

(ب) ما هي نسبة كتلة U^{238} التي تتحول الى طاقة .

2 – 15 راجع الملحق C (أ) ما هي طاقة الارتباط الكلية لنواة Ca^{40} . بوحدات Mev وما هو معدل طاقة ارتباط النيوكليون الواحد (ب) ان طاقة الارتباط الكلية للالكترونات في ذرة عددها الذري Z تكون تقريباً $1507\ Z^{\frac{7}{3}}\,ev$ ما هي النسبة المئوية للتصحيح الذي يجب ان يجرى على الجواب في الفرع (أ) اذا اردنا حساب طاقة الارتباط الكلية ومعدل طاقة ارتباط النيوكليون الحقيقية

2 – 16 احسب طاقة ارتباط النيوكليون الاخير لنوى كل من Pb^{207} و Pb^{208} باستخدام المعادلة شبه العملية للكتلة . استعمل اي مجموعة متجانسة من ثوابت الطاقة .

2 _ 17 استعمل المعادلة شبه العملية للكتلة لتعيين اي من الايزوبارات التي لها $A = 102$ ستكون مستقرة واحسب قيمة Z الاكثر استقراراً (المعادلة (134 _ 2)) . استعمل اي مجموعة متجانسة من ثوابت الطاقة . راجع الملحق C لمعرفة الايزوبار الحقيقي المستقر .

2 _ 18 استخدم المعادلة شبه العملية للكتلة لحساب فرق الكتلة بين $_{29}Cu^{64}$ و $_{30}Zn^{64}$ (قارن مع الشكل 28 _ 4) .

2 _ 19 (أ) استعمل المعادلة شبه العملية للكتلة لحساب طاقة الانحلال في انحلال الفا (ان طاقة انحلال الفا تساوي طاقة فصل الفا مع الاشارة السالبة) (ب) طبق المعادلة التي تحصل عليها من انحلال $_{84}Po^{212}$ الى $_{82}Pb^{208}$ باستعمال اي مجموعة متجانسة من ثوابت الطاقة (قارن مع الشكل 17 _ 4) . استعمل القيمة العملية Mev 28.3 لطاقة ارتباط جسيم الفا

2 _ 20 (أ) استعمل المعادلة شبه العملية للكتلة لحساب العلاقة بين Z و N لقيمة معينة للعدد الكتلي A لنواة تكون طاقة فصل البروتون لها تساوي صفر (ب) احسب N/Z للحالة $A = 100$ وباستخدام اي مجموعة متجانسة من ثوابت الطاقة (راجع الشكل 11 _ 4) .

2 _ 21 استعمل المعادلة شبه العملية للطاقة لحساب النسبة المئوية في كل من الحد الذي يمثل الحجم والحد الذي يمثل النيوكليونات السطحية وحد كولوم وحد اللا تناظر في معدل طاقة ارتباط النيوكليون الواحد .

2 _ 22 على اساس نموذج القشرة ذات النيوكليون الواحد وباعتبار شد البرم بالمدار ما هي التسميات الطيفية للنوى التالية :

$C^{11}, Sc^{45}, Ni^{61}, Ge^{73}, In^{109}, Ta^{181}, Tl^{203}, Am^{241}$?

ان البرم المقاس لكل نواة هو على التوالي :

$\frac{3}{2}, \frac{7}{2}, \frac{3}{2}, \frac{9}{2}, \frac{9}{2}, \frac{7}{2}, \frac{1}{2}, \frac{5}{2}$

وإذا لاحظت اي اختلاف بين توقعاتك وبين القيم المقاسة حاول اعطاء تفسير .

2 _ 23 في النوى الفردية _ الفردية يكون هناك تفاعل بين النيوترون الاخير والبروتون الاخير وذلك لاجل أن تتمكن من تفسير برم الحالة الارضية إن الازدواج يحاول جعل البرم الذاتي لهما متوازيين (ان هذا يجب أن لا يختلط مع الازدواج بين نيوكليونين متشابهين الذي يحاول

جعل الزخم الزاوي المداري لهما لا متوازيين) . على هذا الاساس احسب القيم المتوقعة لبرم النواة للحالات الارضية للنوى التالية :

$N^{14}, Cl^{38}, Y^{90}, Bi^{206}$

إن القيم المقاسة للبرم هي على التوالي 6 و 2 و 4 و 1

2 _ 24 ان الطاقات بوحدات Mev والبرم لاوطأ حالات التهيج من نواة Ta^{182} هي

البرم	الطاقة Mev
2	0.100
4	0.329
6	0.680

(a)) هل تتفق هذه القيم مع النموذج الدوراني للنوى دائمة التشوه .

(b)) ما هو عزم القصور الذاتي للنواة حول محور الدوران بوحدات غم . سم^2 .

2 _ 25 استخدم الشكل 30 _ 2 لحساب كثافة المستويات Level density في Sc^{41} بدلالة طاقة التهيج . قسم تدريجات طاقة التهيج الى اقسام كل منها 1-Mev واحسب عدد المستويات لكل Mev . دقق فيما اذا كانت المعادلة (164 _ 2) تتحقق بصورة تقريبية واذا كان كذلك احسب الثابت ρ_0 و a

2 _ 26 ان النوى المرآتية التالية تنحل ببعث بوزترونات طاقتها القصوى بوحدات Mev هي .

P^{29}	3.95	C^{11}	0.97
S^{31}	4.40	N^{13}	1.18
A^{35}	4.96	O^{15}	1.73
Ca^{39}	5.49	F^{17}	1.75
Sc^{41}	5.95	Mg^{23}	3.09
		Al^{25}	3.24

ارسم رسماً مشابهاً للشكل 33 _ 2 واحسب ثابت نصف القطر R_0 باعتبار ان كل نواة هي كرة متجانسة الشحنة (راجع المعادلة (4.122) للحصول على العلاقة بين طاقة الانحلال البوزتروني وبين فرق الكتل) .

الفصل الثالث

تعامل الاشعاعات النووية مع المادة

INTERACTION OF NUCLEAR RADIATION WTTH MATTER

1 ـ 3 مقدمة INTRODUCTION

ان الفصول التالية سنتناول فيها بالدراسة الخواص الحركية وهذه الخواص هي الانحلال الاشعاعي والتفاعلات النووية وفي هذا الفصل فاننا سنحاول بحث الطرق العملية المستخدمة لدراسة هذه الخواص . ان هذه الطرق تتطلب دائماً الكشف عن الجسيمات والاشعاعات الكهرومغناطيسية او التي يطلق عليها اختصاراً اسم الاشعاعات النووية حيث تجري عادة عملية قياس شدة الاشعة (وهي عبارة عن عدد الحوادث المسجلة في وحدة الزمن) وكذلك الطاقة الحركية للاشعاعات . ان اكثر قياسات الشدة تعتمد في الاساس على قياس مقدار التأين الحاصل عند مرور الاشعاع خلال مادة . ان قياس الطاقة يعتمد اما على التأين او على التهيجات الذرية او على انحراف الجسيمات المشحونة خلال مرورها في مجالات كهربائية ومغناطيسية ان قياس الطاقات الواطئة للنيوترونات واشعاعات كاما يمكن ان يتم بطريقة الحيود خلال البلورات والذي يمكن أن يعطي نتائج دقيقة لمقدار الطاقة . ان هذه المراضيع تقع خارج مجال موضوع الفيزياء النووية ولكنها مع ذلك تعتبر اساسية لغرض دراسة الموضوع بحيث يتوجب علينا على الاقل مناقشة بعض المبادىء المهمة المتعلقة بها ولاجل الحصول على شرح وافٍ عنها ينصح القارىء بالرجوع الى مصادر اخرى . ان مواضيع تفاعلات الجسيمات المشحونة والنيوترونات واشعاعات كاما سوف تعالج هنا كلاً على حدة لأن كلاً من هذه العمليات تكون لها خواص اساسية مختلفة عن العمليات الاخرى .

2 ـ 3 تعامل الجسيمات المشحونة مع المادة

INTERACTION OF CHARGED PARTICLES WITH MATTER

إن تفاعل الجسيم المشحون خلال مروره بوسط يتكون من ذرات متعادلة يكون من خلال تأثر الجسيم بقوة كولوم مع الالكترونات الموجودة في الذرات بشكل رئيسي . ومع أن كل الكترون يعترض الجسيم يؤدي الى خسارة في طاقة الجسيم الحركية بمقدار لا يتجاوز بضعة ev فإن التأين وتهيج الذرات يسبب اكبر مقدار للخسارة في الطاقة لكل وحدة طول من مسار الجسيم . ان الخسارة في الطاقة الحركية من جراء اعتراض نوى الذرات للجسيم تكون اكبر بكثير ولكن احتمال تصادم الجسيم بنوى الذرات هو قليل جداً بالمقارنة مع احتمال تصادمه بالذرات نفسها . ان النسبة بين هذين الاحتمالين تتناسب مع النسبة بين مساحة مقطع النواة الى مساحة مقطع الذرة اي $10^{-24}\ cm^2/10^{-16}\ cm^2 = 10^{-8}$.

ولهذا فان التأثيرات النووية لا تشكل جزءاً مهماً بالنسبة للخسارة الكلية في طاقة الجسيم .

إذا كانت الطاقة الحركية للجسيم تزيد عن المقدار M_0c^2 حيث M_0 هي كتلة السكون للجسيم فان الخسارة في الطاقة بواسطة عمليات انبعاث الاشعاع الكهرومغناطيسي تصبح اكثر اهمية ان هذا الاشعاع يسمى (بالاشعاع الناتج عن التباطوء) وهو ينتج بنفس الطريقة التي تنبعث بها اشعة × المستمرة . ان العملية الاساسية هنا يمكن تصورها بطريقة كلاسيكية . فحسب معادلات ماكسويل فان أي جسم مشحون وواقع تحت تأثير تعجيل سوف يقوم ببعث اشعاعات كهرومغناطيسية (راجع البند 4b ـ 4) . إن مرور الجسيم المشحون بالقرب من النواة سوف يؤدي الى تغير متجه السرعة لذلك الجسم (على الاقل في الاتجاه إن لم يكن في المقدار) ولهذا فإن الجسيم في هذه الحالة سيتعرض الى تعجيل ويبدأ بالاشعاع .

إن من الممكن الحصول على صورة مبسطة للمبادىء المهمة في عملية فقدان الطاقة من خلال التصادم (اي تهيج او تأين) الذرات بتصور أن الجسيم المشحون هو ذو كتلة عالية ويتصادم مع الالكترونات الحرة . إن مقدار الخسارة في الطاقة الحركية للجسيم في هذه الحالة سوف يكون مساوياً لمقدار الزيادة في الطاقة الحركية للالكترون . إن الطاقة الاخيرة يمكن أن تحسب إذا علمنا مقدار الدفع الذي اعطي

للالكترون عند مرور الجسيم المشحون بالقرب منه واذا قمنا بأختيار الاحداثيات x y كما هو مبين في الشكل 1 ـ 3 فان معادلات الدفع للالكترون تكون

$$\int F_x\, dt \approx 0 \qquad (3-1)$$

$$\int F_y\, dt = p_e \qquad (3-2)$$

حيث $\mathbf{F} = \mathbf{F}_x + \mathbf{F}_y$ = قوة كولوم المسلطة على الالكترون و t هو الزمن و p_e هو الزخم المعطى للالكترون (ان مركبة الزخم في اتجاه y هي التي لا تكون مساوية للصفر فقط) .

إن المعادلة (1 ـ 3) يمكن اعتبارها كتقريب جيد للواقع وذلك لان سرعة الجسيم الثقيل يمكن اعتبارها بأنها لم تتأثر عملياً باعتراض الالكترون لها واذا كان بعد التصادم *impact parameter* هو b فإنه يمكن حساب قيمة التكامل من المعادلة (2 ـ 3) خلال الفترة الزمنية التي يستغرقها التصادم time of impact

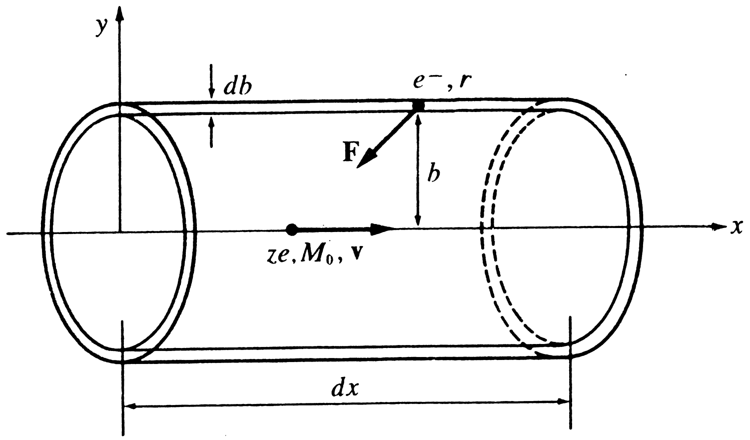
$$\Delta t \approx \frac{b}{v} \qquad (3-3)$$

حيث تمثل v سرعة الجسيم الثقيل على اعتبار أن معدل قوة كولوم خلال هذه الفترة هو : ـ

$$(F_y)_{ave} \approx \frac{ze^2}{b^2} \qquad (3-4)$$

حيث ze هي شحنة الجسيم الثقيل ولهذا وباستخدام المعادلة (2 ـ 3) نحصل على :

$$p_e \approx \frac{ze^2}{bv} \qquad (3-5)$$



الشكل 1 ـ 3 اعتراض الكترون كتلته m_0 لجسيم ثقيل كتلته M_0 ويبين الشكل تعريف بعد التصادم

إن من الممكن الحصول على نتيجة اكثر دقة للزخم الذي يكتسبه الالكترون (المعادلة (5 ـ 3)) وذلك بتطبيق قانون كاوس في الكهروستاتيكية (6 ـ 3) (بالوحدات الكهروستاتيكية)

$$\int \mathbf{E}\cdot d\mathbf{S} = 4\pi q \qquad (3-6)$$

حيث تمثل **E** شدة المجال الكهربائي عند السطح الذي يحيط بالفراغ الذي تقع داخله الشحنة q ‏ $d\mathbf{S}$ هي عنصر مساحة السطح وباستخدام احداثيات يكون فيها الجسيم الثقيل ساكناً فان تطبيق قانون كاوس على سطح اسطواني نصف قطره b ولا متناهي الطول كالمبين في الشكل 1 ـ 3 يعطي :

$$\int \frac{F_v}{e}\, 2\pi b\, dx = 4\pi z e \qquad (3-7)$$

وبما إن الالكترون سوف يسير مسافة مقدارها $dx = v\, dt$ على سطح الاسطوانة بالنسبة للجسيم الثقيل خلال فترة زمنية مقدارها dt لذلك فان

$$\int F_v\, dt = 2\frac{ze^2}{bv} = p_e \qquad (3-8)$$

وهذا ينسجم مع المعادلة (2 ـ 3) ويعطي كذلك قيمة اكثر دقة للمقدار pe .

$$p_e = 2\frac{ze^2}{bv} \qquad (3-9)$$

وبهذا تكون الطاقة الحركية التي فقدها الجسيم الثقيل واكتسبها الالكترون هي .

$$\frac{p_e^2}{2m_0} = \frac{2z^2e^4}{m_0 b^2 v^2} \qquad (3-10)$$

وإذا كان عدد الذرات في وحدة الحجوم هو n وكانت كل ذرة تحتوي على Z من الالكترونات فان المسار الذي طوله dx يحتوي على

$$nZ\,(2\pi b\, db\cdot dx) \qquad (3-11)$$

من الالكترونات في المنطقة المحصورة بين b و $b + db$ من مسار الجسيم الثقيل .
وإذا كان الجسيم يفقد خلال كل اصطدام بالكترون من هذه الالكترونات مقداراً من الطاقة يساوي المقدار في المعادلة (10 ـ 3) فإن مقدار الخسارة في الطاقة لكل وحدة طول من المسار هو :

$$-\frac{dT}{dx} = \int_{b_{min}}^{b_{max}} nZ\, 2\pi b\, db\, \frac{2z^2e^4}{m_0 b^2 v^2} = \frac{4\pi e^4 z^2 nZ}{m_0 v^2}\ln\frac{b_{max}}{b_{min}} \qquad (3-12)$$

إن هذه العلاقة يمكن اعتبارها تقريبية حيث أن التصادم قد اعتبر تصادماً مباشراً في كل الحالات في المعادلة (10 ـ 3) وهو اعتبار غير دقيق ولكن على الرغم من ذلك فاننا يمكن أن نعتبر هذه العلاقة كافية لاغراض دراستنا الحالية .

إن الالكترونات الموجودة داخل المادة المعترضة هي في الحقيقة ليست حرة بل مرتبطة بالذرات (او بالجسم الصلب اذا كانت المادة في الحالة الصلبة) وبما ان كل ذرة تحتوي على مستويات للطاقة فان الجسيم لن يتمكن من اعطاء طاقة لهذه الالكترونات الا اذا قام بتهييج هذه الذرات الى حالة التهيج الاولى على الاقل .
ويمكن القول وباستخدام المبادىء الكلاسيكية أن زمن التصادم (في المعادلة (3 ـ 3)) يجب أن يكون اقل من الفترة الزمنية لدوران الالكترون في الذرة في مداره لكي يحصل انتقال للطاقة الى هذا الالكترون اي ان :

$$\Delta t_{max} \approx \frac{1}{\nu} \qquad (3-13)$$

حيث ν هي تردد الحركة الدورانية للالكترون وباستخدام المعادلة (3 ـ 3) ينتج أن :

$$b_{max} \approx \frac{v}{\nu} \qquad (3-14)$$

إن قيمة أقل معامل تصادم b_{min} محددة بواسطة قاعدة اللا تحديد وذلك لان موقع الالكترون لا يمكن تحديده بالنسبة للجسيم الثقيل الى دقة تقل عن طول موجة دي بروي للجسيم . وإذا قمنا بتطبيق المعادلة (93 ـ 2) في الاحداثيات التي يوجد فيها الجسيم والالكترون نجد أن :

$$b_{min} \approx \frac{h}{m_0 v} \qquad (3-15)$$

وبهذا نحصل على

$$-\frac{dT}{dx} \approx \frac{4\pi e^4 z^2 nZ}{m_0 v^2}\ln\frac{2m_0 v^2}{I_{ave}} \qquad (3-16)$$

حيث تم استبدال المقدار $h\nu$ بمعدل جهد التهيج والتأين I_{ave} للذرات في المادة كما انه تم الضرب بمعامل مقداره 2 للمقدار داخل اللوغاريتم لتصبح النتيجة مطابقة لنتائج الحسابات الدقيقة التي تعتمد ميكانيك الكم . ان تعريف الرموز في المعادلة اعلاه هو وكالسابق .

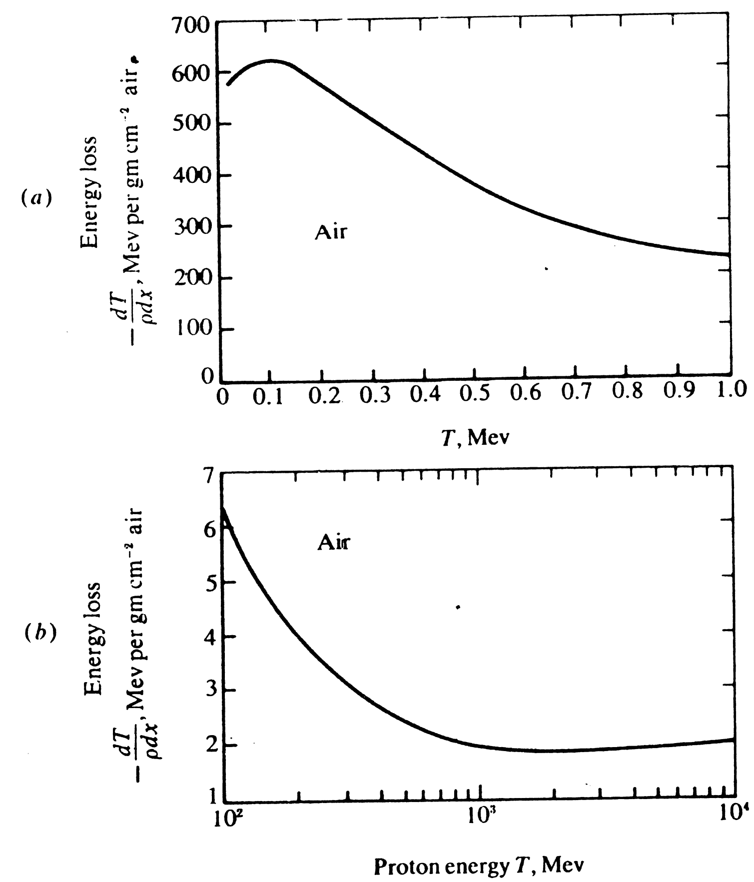
ze = شحنة الجسيم الثقيل
m_0 = كتلة السكون للالكترون
v = سرعة الجسيم الثقيل
nZ = عدد الالكترونات الموجودة في وحدة حجوم المادة المعترضة

ان حساب الفقدان في الطاقة عملياً يتم بواسطة قياس عدد الازواج الايونية ion pairs المتولدة خلال مسار الجسيم ونعني بالازواج الايونية الايون الموجب والعنصر السالب الذي ينتج عن تأين المادة المعترضة واذا كان مقدار الطاقة التي

يفقدها الجسيم عند توليد زوج ايوني واحد تساوي W فان عدد الازواج الايونية لكل وحدة طول مبين بالمعادلة .

$$-\frac{dT}{dx} = wi \qquad (3-17)$$

إن الكمية w هي نتيجة لعمليات معقدة وهي (١) التهيج الذري اضافة الى التأين (2) الكترونات ايكار Augar electrons والناتجة من عملية التأين الثانوي حيث أن الالكترونات الناتجة من التأين الاول قد تمتلك طاقة كافية (لاحظ المعادلة (10 – 3)) بحيث تستطيع احداث تأينات ثانوية . ان القيم العملية للكمية W تدل على انها تقريباً لا تعتمد على الطاقة الحركية او طبيعة الجسيم حيث ان قيمتها في الهواء هي 35.0 ev للإلكترونات ذات طاقة 5 kev و 35.2 ev لجسيمات الفا ذات طاقة 5.3 Mev و 33.3 ev للبروتونات ذات طاقة 340 Mev .



الشكل 2 – 3 الخسارة في طاقة البروتونات في الهواء (أ) الطاقات الواطئة ان المعادلة 16 – 3 تتفق مع هذا المنحني لحد طاقة $T \approx 0.3$ Mev باعتبار قيمة $I_{ave} = 80$ ev. اما عند طاقات اقل فان الاقتناص والخسارة في عدد الالكترونات يقلل معدل قيمة z (لاحظ الشكل 3 – 3) (ب) الجزء الذي يمثل طاقات عالية . ان اقل فقدان في الطاقة يحصل عند طاقة $T \approx 1500$ Mev.

وقبل البدء باجراء مقارنة للمعادلة (16 – 3) مع النتائج التجريبية فانه من المناسب ادخال تعريف ما يسمى المدى mean range والذي يمثل معدل طول المسافة التي يسيرها الجسيم في اتجاه معين قبل أن يفقد طاقته الحركية T_0 بصورة كاملة .

$$\bar{R} = \int_0^R dx = \int_{T_0}^0 \frac{dx}{dT}\,dT = \int_0^{T_0}\left(-\frac{dT}{dx}\right)^{-1} dT \qquad (3-18)$$

واذا كان اللوغاريتم في المعادلة 16 – 3 لا يعتمد على v فان

$$\bar{R} \sim \int_0^{T_0} T\,dT \sim T_0^2 \qquad (3-19)$$

ولكن في الحقيقة فانه ليس هناك عملياً معادلة للمدى بهذه السهولة (لاحظ الشكل 9 – 3 و 10 – 3) . إن المدى لجسيم بسيط قد يكون اكثر او اقل بقليل مما تعطيه المعادلة (18 – 3) وذلك لانه توجد دائماً تغيرات احصائية في كمية الطاقة التي يفقدها الجسيم لكل وحدة طول من مساره وكذلك في العدد الكلي لازواج الايونات المتكون وهذا التأثير يسمى بالتباين *straggling.*

ان الشكل 2 – 3 يبين منحنياً عملياً للطاقة المفقودة من البروتونات خلال مرورها في الهواء وبما أن عدد الذرات لكل وحدة حجوم n يعتمد على كثافة المادة ρ وعدد افوكادرو $\mathcal{N}$ والوزن الذري $\mathcal{A}$ من خلال العلاقة

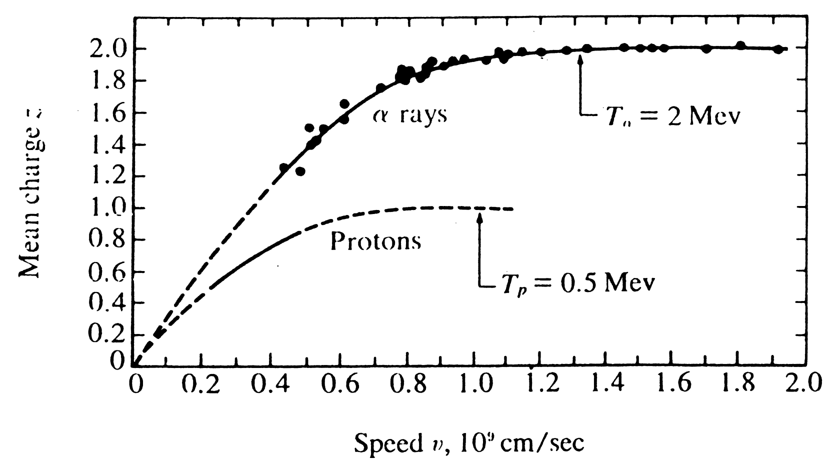
$$n = \frac{\mathcal{N}\rho}{\mathcal{A}} \qquad (3-20)$$

فإن مقدار الطاقة في كثير من الاحيان يعطي بدلالة المقدار $-dT/(\rho\, dx)$ وذلك لانها في هذه الحالة تصبح غير معتمدة على التركيب الفيزياوي للمادة المعترضة .

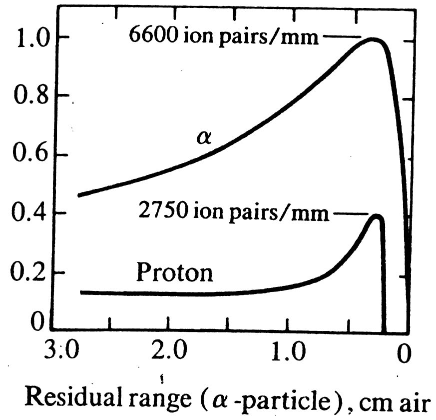
إن المنحني (a) في الشكل 2 – 3 يبين بأنه عندما تكون طاقة البروتون واطئة جداً فان الفقدان في الطاقة يقل بدلاً من الزيادة كما هو متوقع من العلاقة $1/v^2$ في المعادلة (16 – 3) وهذا ناتج عن أن البروتونات ذات الطاقات الواطئة تقوم بأقتناص الالكترونات اثناء مرورها بها ثم لا تلبث هذه الالكترونات أن تتحرر . ان عملية الاقتناص هذه تؤدي الى تقليل معدل قيمة z في المعادلة (16 – 3) عندما تقل سرعة البروتونات N (الشكل 3 – 3) وكلما ابطأ البروتون من سرعته فان

احتمال الاقتناص يزداد الى أن يتحول البروتون في النهاية الى ذرة هيدروجين وفي هذه الحالة فان فقدان الطاقة عن طريق التصادمات المرنة هو الذي سيكون سائداً فقط . وبسبب اقتناص الالكترونات فان عدد ازواج الايونات المتكونة في نهاية المسار سيكون اقل من المتوقع لحالة الشحنات السريعة وفقدان الطاقة (الشكل 4 ـ 3)

إن الصورة الفوتوغرافية لحجرة السحاب في الشكل 5 ـ 3 تبين هذه التأثيرات بوضوح (بالنسبة لجسيم الفا) . ففي حجرة السحاب يتم توليد بخار في حالة فوق الاشباع للماء عادة بصورة اصطناعية . ان عدد الايونات المتكونة بواسطة جسيم مشحون تعمل كمراكز لتكثف البخار وبواسطة توقيت مناسب للاضاءة فانه يمكن تصوير مسارات الجسيمات فوتوغرافياً حيث تكون كثافة القطرات متناسبة طردياً مع عدد الالكترونات المتحررة والتي تسمى باشعة دلتا ***delta rays,*** والتي يمكن مشاهدتها . وكلما فقد جسيم الفا من طاقته فان اشعة دلتا تصبح ذات طاقة اقل وعند نهاية المدى (الشكل 5d ـ 3) فان التأين يزداد اولاً بصورة ملحوظة كما في الشكل 3 ـ 3 ثم يقل عندما يقل معدل شحنة جسيم الفا وفي نفس الوقت فان الانكسار الذي يظهر في مسار جسيم الفا يبين حدوث التصادمات الذرية مع الغاز الموجود في الحجرة .

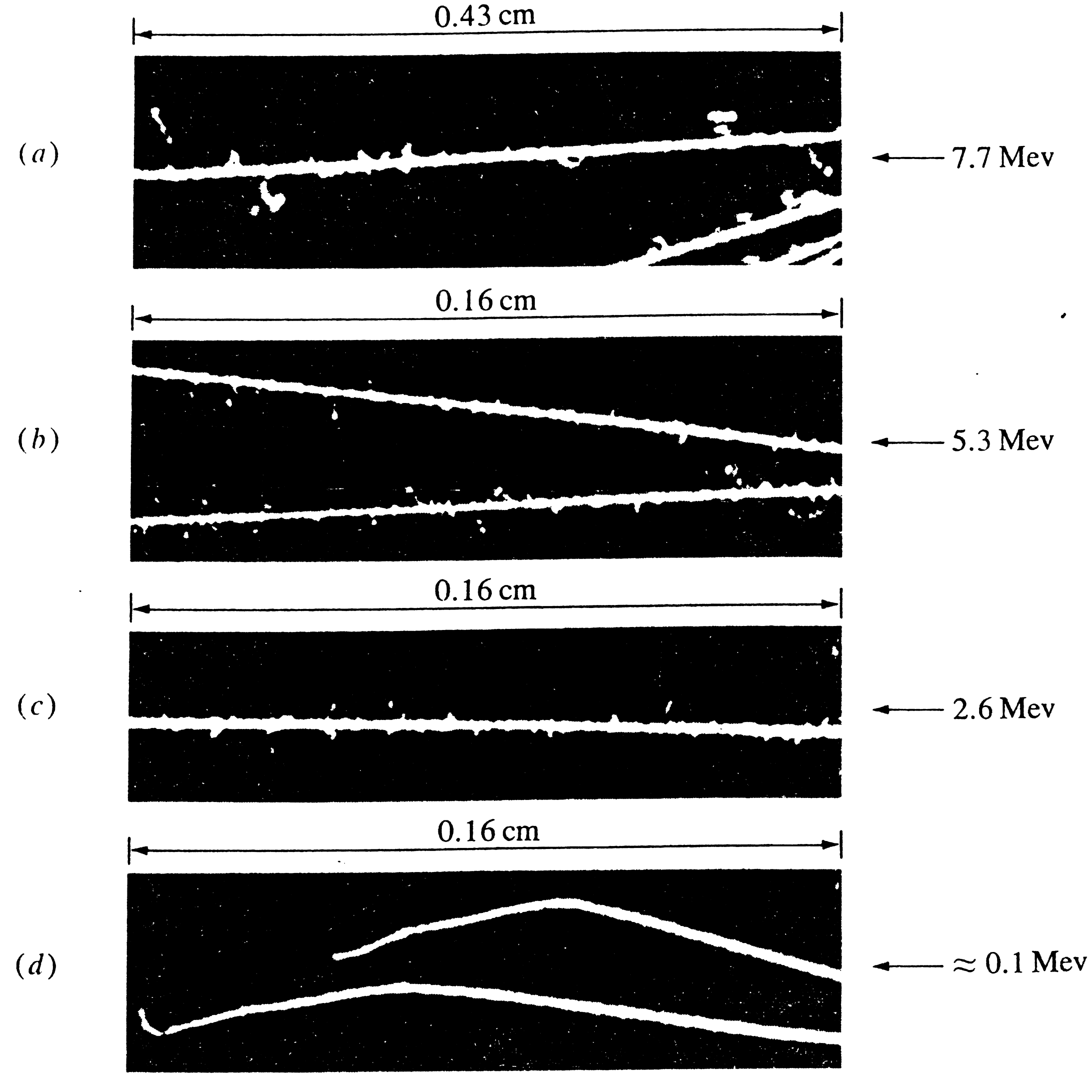


الشكل 3 ـ 3 معدل الشحنة z لبروتون وجسيم الفا بدلالة سرعتها v

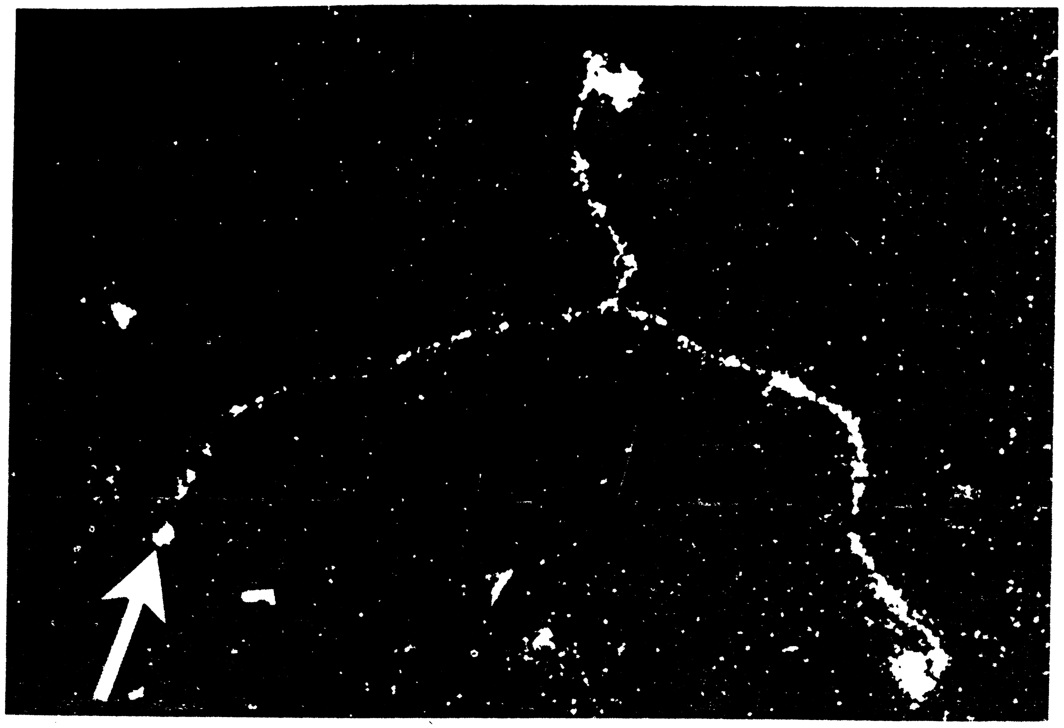


الشكل 4 ـ 3 عدد ازواج الايونات لكل وحدة طول من مسار بروتون وجسيم الفا بدلالة المدى المتبقي **residual range** . ان المدى المتبقي هو معدل المسافة التي بقيت للجسيم ليسيرها قبل ان يصل الى السكون . ان المحور الافقي مدرج بحيث ان الجهة اليسرى منه تمثل الجسيمين ولهما نفس السرعة وبهذا فان مدى البروتون هو 0.2 cm اقصر من مدى جسيم الفا .

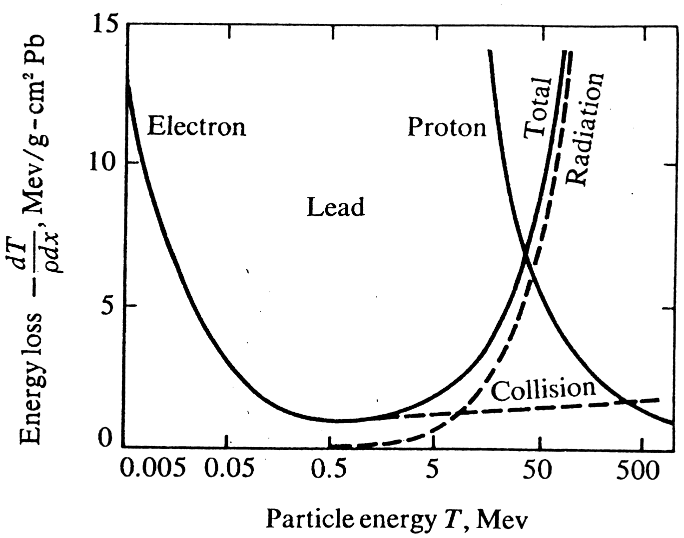
ان فقدان الطاقة بالنسبة للالكترونات خلال مرورها بالمواد تسببها نفس العمليات التي تؤثر على الجسيمات الثقيلة كما ان معادلة فقدان الطاقة هي عملياً مطابقة للمعادلة (16 ـ 3) الا ان هناك الفروق التالية التي تجب ملاحظتها وهي (1) بما ان الالكترون الساقط والالكترونات الموجودة داخل المادة لهما نفس الكتل فانه سيكون هناك استطارة اكثر للالكترون الساقط (وفي الحقيقة فانه لا يمكن معرفة اي منهما قد كان الالكترون الساقط) ولهذا فان طول المسار خلال المادة يمكن ان يكون اكبر بكثير من الخط المستقيم او طول المدى والشكل 6 ـ 3 يوضح هذه الحالة (2) ان الشحنة z للجسيم الساقط لا تتغير اطلاقاً ولهذا فان فقدان الطاقة بواسطة التأين يكون كبيراً جداً حتى بالنسبة للطاقات التي تصل في حدود الالكترون فولت وهذا يسبب الفقاعات عند نهاية مسار الالكترون في الشكل 6 ـ 3 (3) ان الالكترونات ذات طاقة حركية معينة تكون سرعتها اكبر من سرع الجسيمات الثقيلة ذات نفس الطاقة ولهذا فان فقدان طاقة الالكترونات بواسطة انبعاث الاشعاعات الكهرومغناطيسية يبقى مهماً عند طاقات اقل بكثير من تلك التي تكون للبروتونات مثلاً كما هو موضح في الشكل 7 ـ 3 .



الشكل 5 ـ 3 مسارات جسيم الفا في حجرة السحاب . وفي كل صورة فانه تم توضيح الطاقة الاصلية وطول مسار الهواء المكافىء تحت ضغط جوي واحد ودرجة حرارة $15°C$. لاحظ ان طاقات اشعة دلتا تكون اعلى عندما تكون طاقة الجسيم اكبر .

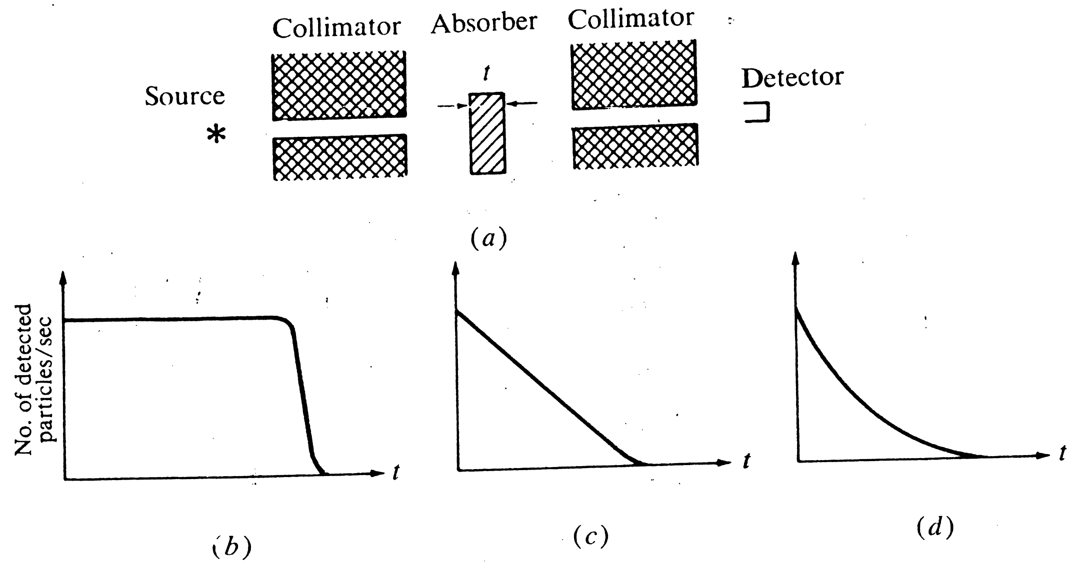


الشكل 6 ـ 3 مسار الكترون ذو طاقة 56 ev في حجرة سحاب . ان اتجاه السهم يدل على موضع بداية مسار الالكترون وقد استخدمت في هذه الصورة اشعة x ذات طاقة 59 ev لتحرير الالكترون الاصلي مسببة الفقاعة الصغيرة عند بداية المسار بسبب الارتداد . ان هذا موضح اكثر في نهاية البند 4 ـ 3 .



الشكل 7 ـ 3 فقدان طاقة البروتونات والالكترونات خلال مرورها بالرصاص .

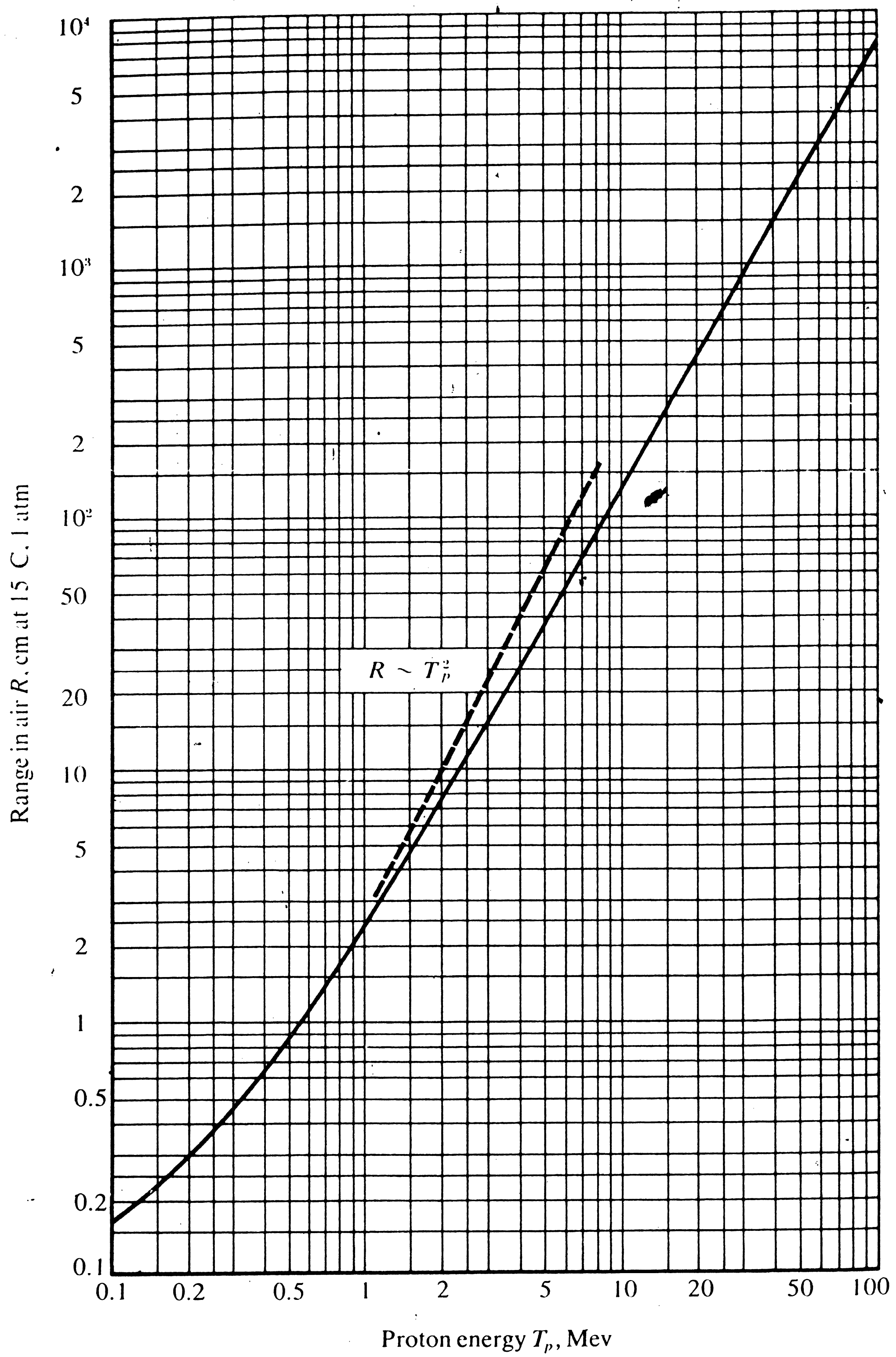
ان تجربة مثالية للكشف عن الجسيمات المشحونة موضحة في الشكل $8a$ ـ 3 وعند وضع هندسي جيد *good-geometry* فان المسددات المستعملة collimators تمنع الجسيمات المستطارة من المادة الممتصة من الوصول الى الكاشف . ان المنحنيات (b) و (c) و (d) تعطي الشكل التخطيطي لمنحنيات الامتصاص للجسيمات الثقيلة المشحونة والالكترونات واشعة بيتا على التوالي . ان اشعة بيتا لها توزيع ابتدائي للطاقة (راجع البند 4a ـ 3) ولهذا فان منحني امتصاصها يكون من النوع المعقد عملياً .



الشكل 8 ـ 3

رسوم تخطيطية لمنحنيات امتصاص الجسيمات المشحونة الصادرة عن مصدر مشع (a) الترتيب العملي (b) منحني امتصاص جسيمات ثقيلة (c) منحني امتصاص الكترونات احادية الطاقة (d) منحني امتصاص اشعة بيتا .

إن ايجاد مدى جسيم مشحون بطريقة منحني الامتصاص او حجرة السحاب او الرقوق الفوتوغرافية يعتبر مناسباً ولكن ليس دقيقاً جداً لاجل ايجاد طاقة الجسيم بدقة . ان هذه الطرق محدودة الدقة بسبب تأثير التباين straggling الى دقة تزيد على 1 الى 5 بالمئة . ان الشكل 9 ـ 3 يبين منحني علاقة المدى بالطاقة للبروتونات في الهواء تحت الضغط الجوي الاعتيادي ونحصل على منحني مشابه في الالمنيوم الا ان المدى في هذه الحالة هو اقل بحوالي 1/1600 مرة عما هو عليه في الهواء تقريباً . ان الشكل 10 ـ 3 يبين علاقة المدى بالطاقة للالكترونات وكما يظهر فان اياً من هذين المنحنيين لا يمثل العلاقة البسيطة للطاقة والمدى في المعادلة (3 ـ 19)



الشكل 9 ـ 3 علاقة المدى بالطاقة للبروتونات في الهواء تحت الضغط الجوي الاعتيادي ودرجة 15°C . ان العلاقة التي تعطيها المعادلة 19 ـ 3 مبينة بشكل خطوط متقطعة .

ان الطرق الاكثر دقة والتي تستخدم في قياس طاقة الجسيمات تعتمد على قياس العدد الكلي لازواج الايونات المتكونة في الوسط المعترض بطرق الكترونية (حجرة التأين والعداد التناسبي الغازي proportiomal gas counter والعدادات التناسبية التي تعتمد على البلورات الصلبة solid-state proportional counter او بواسطة قياس شدة الاشعاع الضوئي الكلي الذي ينبعث نتيجة عمليات التهيج والتأين (العدادات الوميضية) وفي كل هذه الحالات فانه يجري الاعتماد على فرضية كون w ثابتة تقريباً . ان قياس هذه العدادات يجب ان يعاد تدريجه دائماً باستخدام جسيمات ذات طاقة معلومة . ان طاقة الجسيمات المشحونة يمكن قياسها بدقة بواسطة دراسة مسار هذه الجسيمات خلال مجال مغناطيسي او كهربائي معلوم (مفرغ من الهواء وذلك لتجنب الاستطارة) وفي جهاز بسيط من هذا النوع يسمى المطياف Spectrometes فانه يتم حرف الجسيمات في مسار دائري نصف قطره r بواسطة مجال مغناطيسي متجانس حثه B. وبهذا فزخم الجسيم في هذه الحالة سيكون .

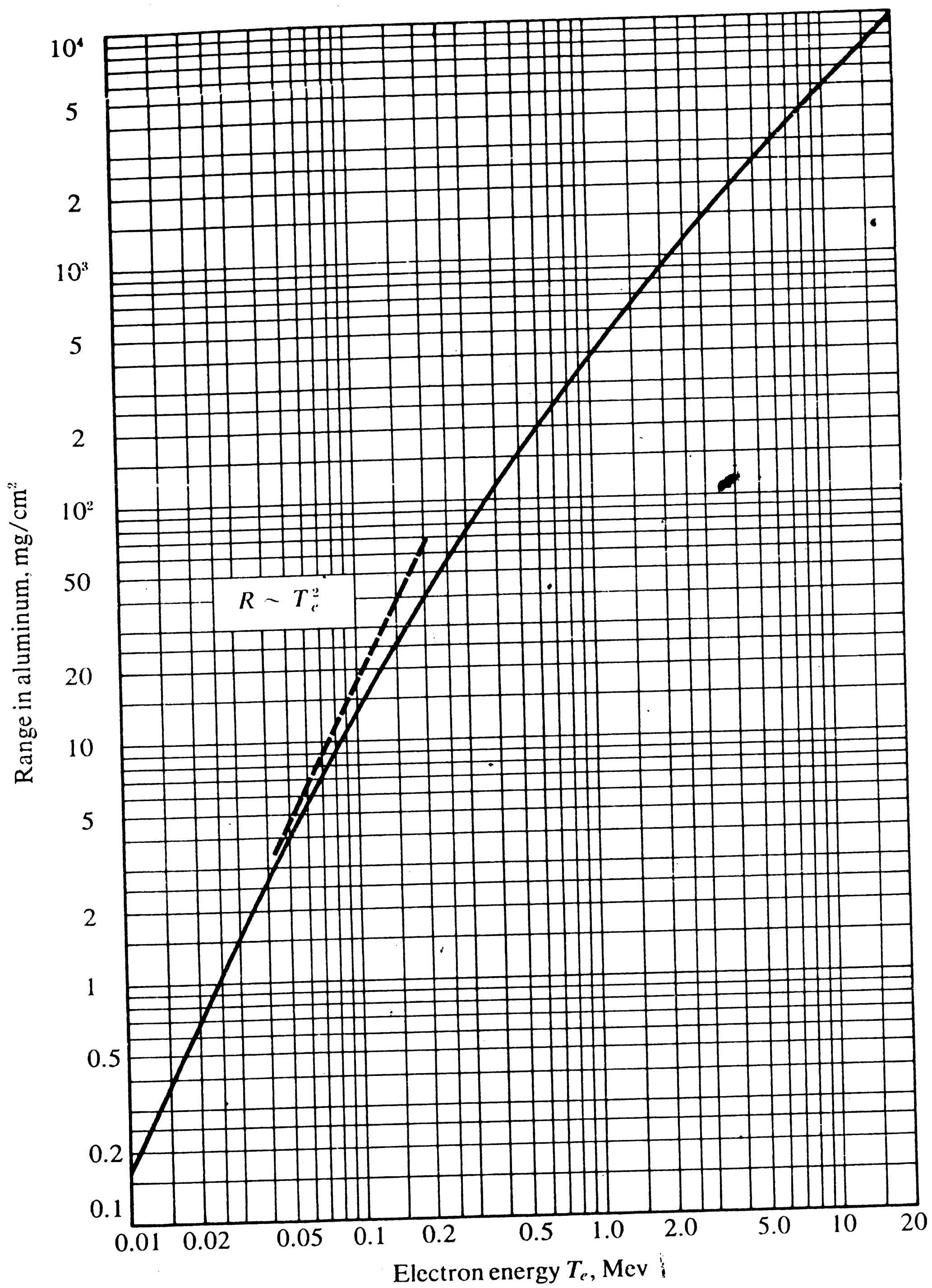
$$p = eBr \qquad (3 - 21)$$

(بوحدات MKS او الوحدات الكهرومغناطيسية) وبهذا فانه يمكن حساب الطاقة من المعادلات (9 _ 2) و (10 _ 2) او باستخدام العلاقة $\frac{1}{2}p^2/m_0$ في الحالات غير النسبية

3 _ 3 تفاعل النيوترونات مع المادة

INTERACTION OF NEUTRONS WITH MATTER

ان دراسة تفاعل النيوترونات مع المادة هو ليس ذا اهمية من الناحيتين العملية والنظرية فحسب بل ان لها تطبيقات مهمة في عمل المفاعلات النووية ايضاً . ان الدراسة الحالية سوف تقتصر على دراسة فقدان طاقة النيوترونات خلال التصادمات المرنة فقط .



الشكل 10 _ 3 علاقة مدى الالكترونات خلال الالمنيوم بطاقتها ولحساب المدى بالسنتيمتر يقسم المدى بوحدات الميلي غرام لكل سنتيمتر مربع على كثافة الالمنيوم 2700 ملي غرام لكل سنتيمتر مكعب ان العلاقة 19 _ 3 مبينة بالخطوط المتقطعة

3 a ـ 3 فقدان الطاقة للنيوترونات : Energy loss of neutrons.

نظراً لكون النيوترونات متعادلة كهربائياً فانها لا تستطيع ان تفقد طاقاتها بواسطة عمليات احداث التأين خلال الوسط الذي تمر فيه . ان الاعتراضات النووية رغم كونها نادرة الا انها تعتبر الطريق الوحيد الذي يمكن ان يؤدي الى فقدان الطاقة . ان معظم التصادمات النووية التي تحصل هي تصادمات مرنة اي ان النواة التي يتصادم معها النيوترون سوف لا تتهيج داخلياً ولكن في بعض الحالات قد تساهم التهيجات غير المرنة في فقدان الطاقة ايضاً .

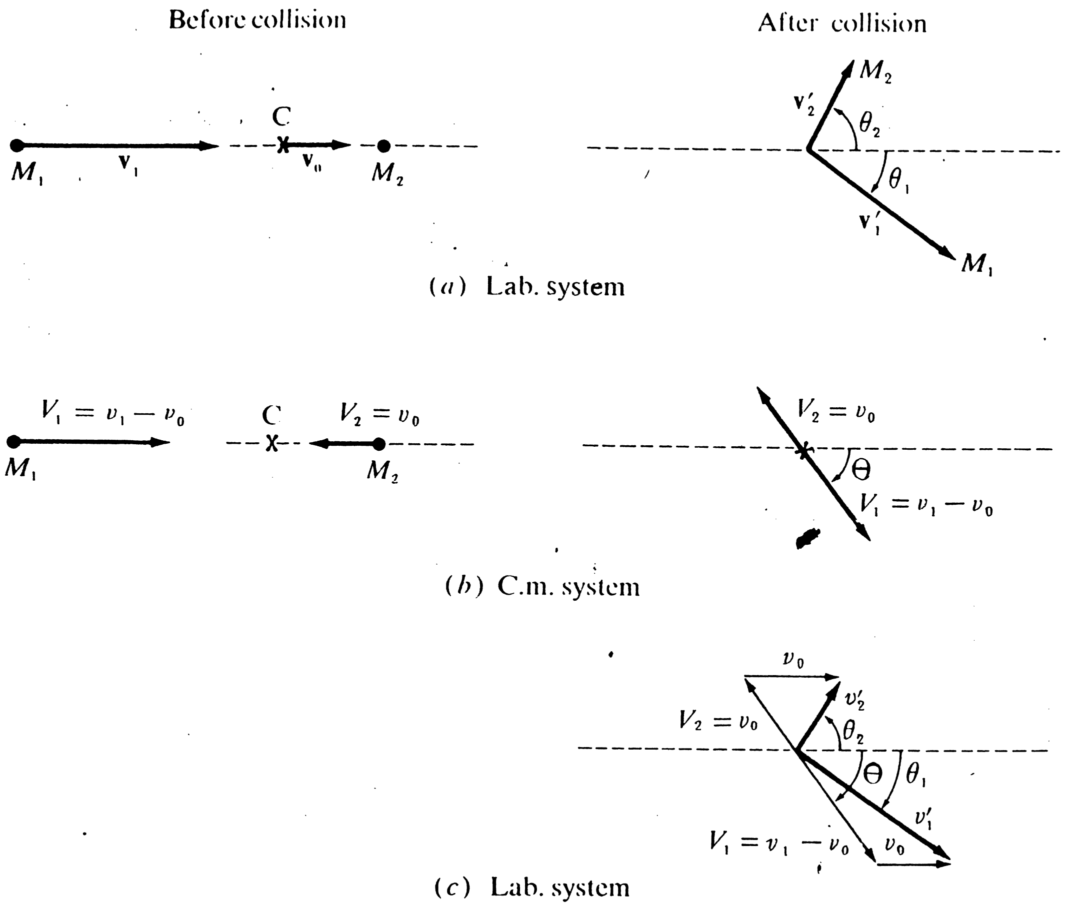
ان مقدار الزخم الكلي في اي تصادم هو كمية ثابتة واذا كان التصادم مرناً فان الطاقة الحركية ايضاً هي كمية ثابتة وسوف نقوم باهمال تأثيرات النظرية النسبية في حساباتنا التالية على النيوترونات ولهذا فان هذه الحسابات لا يمكن ان تطبق على النيوترونات التي تزيد طاقاتها على 200 Mev . ان من المناسب دراسة عملية التصادم في كل من احداثيات المختبر (lab.) واحداثيات مركز الكتلة (c.m.). كما مبينة في الشكل (11 ـ 3)

ان الجسيم 1 والذي كتلته M_1 يكون انطلاقة قبل التصادم هو v_1 في الاتجاه الذي يحاول الاقتراب من الجسيم 2 والذي كتلته M_2 والذي هو في حالة سكون . وبعد التصادم مباشرة فان هذين الجسيمين سوف يكون لها الانطلاقات v_1' و v_2' على التوالي وبالاتجاهين θ_1 و θ_2 في احداثيات المختبر كما هو مبين في الشكل 11a ـ 3 . ان التصادم سوف يكون في مستوى واحد وذلك لانه لا توجد مركبات ابتدائية للزخوم في الاتجاه العمودي على السرعة $\mathbf{v}_1$ ان مركز كتلة المجموعة سيتحرك بانطلاق مقداره .
في اتجاه $\mathbf{v}_1$

$$v_0 = \frac{M_1 v_1}{M_1 + M_2} \quad \text{(3-22)}$$

واذا قمنا بطرح المتجه $\mathbf{v}_0$ من جميع السرعات فان مركز الكتلة سيكون في حالة سكون وبهذا نستنتج بانه يمكن التوصل الى احداثيات مركز الثقل بهذه الطريقة (الشكل 11b ـ 3) . ان كلاً من الجسيمين في هذه الاحداثيات سيكون لهما زخوم متساوية في المقدار ولكن في اتجاهين متعاكسين قبل وبعد التصادم ولهذا واذا كانت V_1 و V_2 هي انطلاقات الجسيمين في احداثيات مركز الثقل قبل التصادم فان :

$$M_1 V_1 = M_2 V_2 \quad (3-23)$$



الشكل 11 ـ 3 التصادم المرن لجسيمين (a) احداثيات المختبر (b) احداثيات مركز الثقل (c) احداثيات المختبر .

وتكون V_1 و V_2 هي انطلاقات الجسيمين بعد التصادم ايضاً . كما ان

$$V_2 = v_0 \quad (3-24)$$

وهذا ناتج من بناء احداثيات مركز الثقل . ان زاوية التصادم Θ في احداثيات مركز الكتلة تعتمد على تفاصيل عملية التصادم نفسها وللعودة الى احداثيات المختبر فان السرعة $\mathbf{v}_0$ يجب ان تضاف الى جميع السرع الموجودة في احداثيات مركز الكتلة (الشكل 11c ـ 3) . وبهذه الطريقة فانه يمكن مباشرة معرفة جميع المعادلات المتعلقة بالانطلاقات والزوايا فمثلاً تكون طاقة الجسيم (1) بعد التصادم في احداثيات المختبر هي :

$$T_1' = \tfrac{1}{2} M_1 v_1'^2$$
$$= \tfrac{1}{2} M_1 (V_1^2 + v_0^2 + 2V_1 v_0 \cos\Theta) \quad (3-25)$$

وهذه لها قيمة كبرى وقيمة صغرى عندما تكون $\Theta = 0^\circ$ و $\Theta = 180^\circ$ على التوالي .

$$(T'_1)_{max} = T_1 \qquad (3\text{-}26)$$

$$(T'_1)_{min} = \tfrac{1}{2}M_1(V_1 - v_0)^2$$
$$= \tfrac{1}{2}M_1(v_1 - 2v_0)^2$$
$$= T_1\left(\frac{M_1 - M_2}{M_1 + M_2}\right)^2 \qquad (3\text{-}27)$$

واذا كانت $M_1 = M_2$ فاننا وباستخدام المعادلة 25 ـ 3 نجد ان :

$$T'_1 = T_1(1 + \cos\Theta)/2, \qquad (T'_1)_{min} = 0 \qquad (3 - 28)$$

وباستخدام حقيقة ان $V_1 = V_2 = v_0$ يكون من السهل اثبات ان :

$$\theta_1 + \theta_2 = 90^\circ \qquad (2 - 29)$$

بالنسبة لاي تصادم

3b ـ 3 توزيع الطاقات على النيوترونات بعد التصادم :

في حالة النيوترونات التي تصل طاقاتها الى عدة Mev فانه يكون من الصحيح تقريبا ان نتصور بانه وفي حالة تصادمها مع نواة معينة فان توزيع النيوترونات في احداثيات مركز الثقل سيكون متجانساً وفي هذه الحالة فان عدد النيوترونات المستطارة خلال زاوية صلبة مقدارها $d\Omega$ في احداثيات مركز الثقل يتناسب طردياً مع $d\Omega$ وبذلك فان احتمال الاستطارة خلال $d\Omega$ هو :

$$P(d\Omega) = \frac{d\Omega}{4\pi}$$
$$= \frac{2\pi \sin\Theta\, d\Theta}{4\pi}$$
$$= \tfrac{1}{2}\sin\Theta\, d\Theta \qquad (3\text{-}30)$$

ان كل نيوترون مستطار خلال فترة الزوايا المحصور بين Θ و $\Theta + d\Theta$ سوف تتغير طاقته من T_1 الى المجال المحصور بين T'_1 و $T'_1 + dT'_1$ حيث ان :

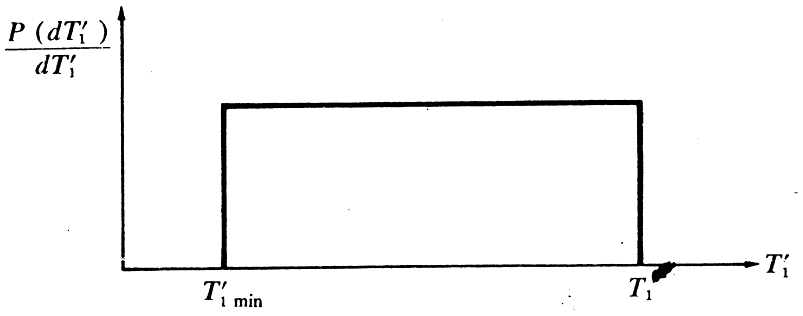
$$dT'_1 = (-)M_1V_1v_0 \sin\Theta\, d\Theta \qquad (3 - 31)$$

وبهذا فان احتمال الاستطارة داخل هذه الفترة من الطاقة هو :

$$P(dT'_1) = P(d\Omega)$$
$$= \frac{dT'_1}{2M_1V_1v_0} \qquad (3\text{-}32)$$

وذلك من المعادلات (30 ـ 3) (31 ـ 3)

ان الشكل 12 ـ 3 يوضح احتمال التوزيع $P(dT'_1)/dT'_1$ والذي هو عبارة عن كيفية توزيع الطاقة على النيوترونات بعد التصادم واحد .



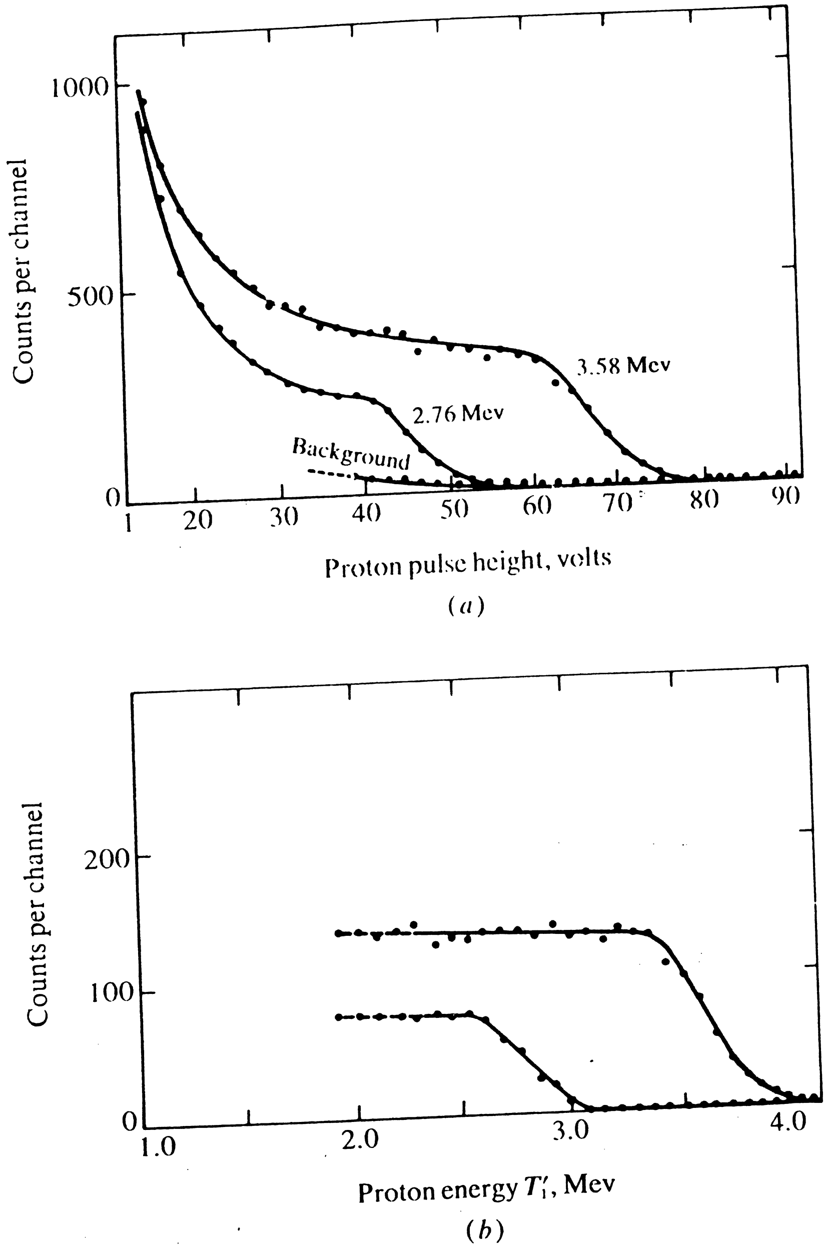
الشكل 12 ـ 3 توزيع الطاقة على النيوترونات بعد تصادم واحد .

واذا استخدمنا ذرات الهيدروجين لاستطارة النيوترونات فان $(T'_1)_{min} = 0$ (المعادلة (28 ـ 3)) وبهذا يكون معدل الطاقة بعد التصادم هو :

$$(T'_1)_{ave} = \tfrac{1}{2}T_1$$

ويمكن حساب توزيع الطاقة بعد n من التصادمات حيث انه من المتوقع ان يكون معدل الطاقة بعد n من التصادمات تقريباً هو : $(T'_1)_{ave} \approx (\tfrac{1}{2})^n T_1$

واذا استطارت النيوترونات عن ذرة الهيدروجين فان البروتونات المرتدة سوف يكون لها نفس توزيع الطاقة الذي للنيوترونات المستطارة . ان الشكل 13 ـ 3 يبين التوزيع الحقيقي لطاقات البروتونات المرتدة في وماض عضوي scintillator organic وكما بينا في نهاية البند 2 ـ 3 فانه في حالة فقدان طاقة البروتونات بواسطة عمليات التأين والتهيج فان عدد الفوتونات المنبعثة يتناسب تقريباً مع فقدان الطاقة واذا تم السماح للضوء المنبعث من الوماض بالسقوط على مضاعف ضوئي photomultiplier فان مقدار الفقدان في الطاقة سيكون من الممكن قياسه بطرق الكترونية .



الشكل 13 ـ 3 طيف ارتفاع النبضات **Pulse-height spectra** للبروتونات المرتدة داخل وماض عضوي (هو الستالبين **(stilbene)**) والناتج عن نيوترونات احادية الطاقة في التفاعل $H^2(d,n)$ الاطياف العملية (a) (b) هي توزيع طاقة النيوترونات والمستنتج من الشكل الاعلى بعد طرح الخلفية **background** واجراء التصحيح الناتج عن التجاوب اللاخطي للوماض .

ان الانحناء الموجود من طيف توزيع الطاقة في الشكل 13 ـ 3 بالمقارنة مع التوزيع المثالي في الشكل 12 ـ 3 ناتج عن التأثيرات الاحصائية من المضاعف الضوئي . واذا تم تدريج قياس الوماض باستخدام نيوترونات معلومة الطاقة فانه بعد ذلك يمكن ان يستخدم لقياس طاقات النيوترونات الاخرى .

ان هذه الطريقة تكون مفيدة عادة اذا لم يكن هناك اكثر من بضع مجموعات من النيوترونات احادية الطاقة ومنفصلة عن بعضها في الطاقة بدرجة كبيرة . ان قياس طاقات النيوترونات بدقة يمكن اجراؤه بقياس زمن الطيران time of flight للنيوترونات لمسافة معينة باستخدام اجهزة توقيت الكترونية ذات دقة تصل الى 10^{-9} ثانية ومسارات قد يبلغ طولها بضعة امتار. ان هذه الطريقة يمكن ان تطور لتشمل طاقات تصل الى بضعة **Mev**. ان حيود النيوترونات بواسطة البلورات يستخدم ايضاً في قياس الطاقات التي لا تتجاوز بضعة **ev** حين يكون طول موجة دي بروي للنيوترونات (المعادلة (11 ـ 2)) مقارباً للمسافات بين ذرات البلورات $(10^{-8}$ cm $= 10^5$ F)

4 ـ 3 تعامل اشعة كاما مع المادة

INTERACTION OF GAMMA RADIATION WITH MATTER

ان اشعة كاما هي الاسم الذي يطلق عادة على الاشعاع الكهرومغناطيسي الذي يكون اصله من النواة . ان هذا الاشعاع عادة هو ذات طول موجي اقل من 10^5 **F** او بمعنى آخر تكون طاقة فوتوناته اكبر من 0.1 **Mev** (راجع المعادلة (2 ـ 2)) ان العمليات التي تجري عند مرور اشعاع كاما خلال مادة هي عمليات معقدة كما ان بعض الخواص المتعلقة بهذه العمليات يمكن فهمها باستخدام الحجج الكلاسيكية اي معادلات ماكسويل ولكن الوضع الفيزياوي الصحيح لا يمكن وصفه الا باستخدام النظريات الكهرومغناطيسية الكمية وبالتأكيد فان علينا ان نتذكر ان تجارب التأثير الكهروضوئي وتأثير كومتبون كانتا التجربتين اللتين اظهرتا عدم كفاية معادلات ماكسويل والحاجة الى ادخال المبادئ الكمية (راجع البند 2a ـ 2)

ان النظرية الكهرومغناطيسية الكلاسيكية تبين ان الجسيم المشحون الواقع تحت تأثير تعجيل يقوم ببعث الاشعاع ولهذا فانه اذا تعرض اشعاع كهرومغناطيسي تردده ν الى الكترون ضعيف الارتباط بنواته فان التعجيل المحتث سوف يؤدي بالالكترون الى ان يشع الطاقة الكهرومغناطيسية عند نفس التردد . ان هذه الظاهرة تسمى

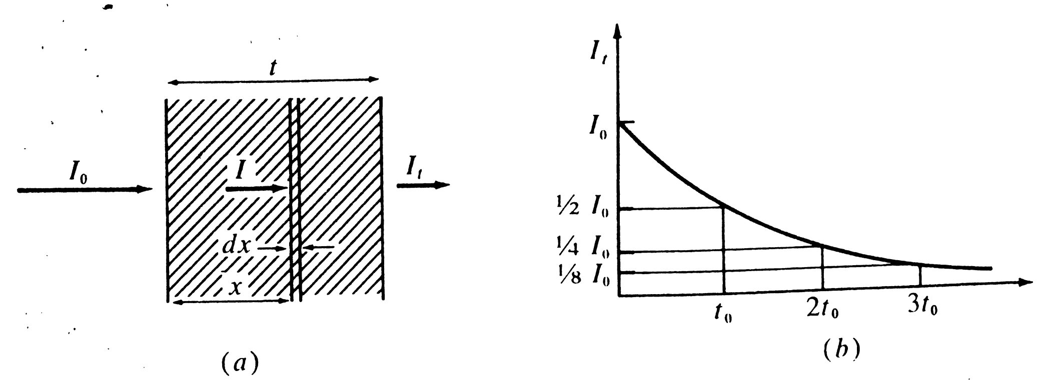
باستطارة ثومسون Thomson scattering وفي ميكانيك الكم فان تأثير كومبتون يعتبر تعميماً لها .

والآن لو تصورنا ان الالكترون مرتبط بالنواة ويدور حولها بتردد مقداره ν_0 وكما هي الحالة في عمليات الاهتزاز الاجباري forced oscillation للمجموعات الميكانيكية فاننا نتوقع ظهور اقوى التأثيرات لهذا الالكترون عندما يكون التردد $\nu = \nu_0$ حيث يحدث اكبر انتقال للطاقة في هذه الحالة من الرنين ويكون للالكترون عندها اكبر مقدار من الحظ في ان ينفصل عن ذرته وفي ميكانيك الكم يعتبر التأثير الكهروضوئي تعميماً لهذه الظاهرة .

ان العملية الثالثة هي انتاج الازواج pair production من قبل اشعة كاما وهذه ليس لها اي رديف كلاسيكي

3 – 4a توهين (تضعيف) اشعة كاما Attenuation of gamma rays

ان عملية توهين حزمة من اشعة كاما خلال مرورها في وسط معترض تختلف اختلافاً جوهرياً عما يجري بالنسبة لحزمة من الجسيمات الثقيلة المشحونة (الشكل 3 – 8b) ان الاخيرة تتعرض لعدد كبير من التفاعلات الصغيرة التي نادراً ما تؤثر على اتجاه حركة الجسيم اما اذا مرت اشعة كاما خلال المادة فان كل فوتون في الاشعة سوف يكون امامه اما الا يتفاعل على الاطلاق او انه سوف يتم حذفه كلياً من الحزمة بواسطة الامتصاص او الاستطارة وهذا يؤدي الى تضعيف اسي بزيادة سمك الوسط الممتص



الشكل 14 – 3 توهين حزمة من اشعة كاما بواسطة وسط ممتص (a) شدة الاشعة عند نقاط مختلفة في الوسط (b) منحني التوهين .

ولو فرضنا ان كمية من الاشعة مقدارها I_0 لكل وحدة زمن قد سقطت بصورة عمودية على وسط ممتص وانه عند عمق اختراق مقداره x اصبحت شدة الاشعة غير المتأثرة بالوسط هي I وكما هو مبين في الشكل 14 – 3 فان نسبة الجزء المحذوف من الاشعة سوف يتناسب مع dx وذلك لان مختلف العمليات التي تسبب التضعيف مستقلة عن بعضها البعض ولذلك فان :

$$-\frac{dI}{I} = \mu\, dx \qquad 3-33$$

حيث ان ثابت التناسب μ يسمى بمعامل التوهين الخطي linear attenuation coefficient

وباجراء التكامل على المعادلة (33 – 3) لوسط سمكه t نحصل على :

$$I_t = I_0 e^{-\mu t} \qquad (3-34)$$

وتجب ملاحظة ان I_t تمثل شدة الجزء غير المتأثر من الحزمة . ان السمك t_0 اللازم لتوهين الحزمة الى نصف شدتها الاصلية يسمى بسمك نصف القيمة half-value thickness حيث بالتعويض في المعادلة (34 – 3) عن ذلك نحصل على :

$$t_0 = \frac{\ln 2}{\mu} = \frac{0.693}{\mu} \qquad 3-35$$

فلاشعة كاما المتوهنة خلال الرصاص مثلاً فان $t_0 \approx 0.5$ in

وبما ان التضعيف يتم بواسطة ثلاث تأثيرات منفصلة وهي تأثير كومبتون والتأثير الكهروضوئي وانتاج الازواج فاننا يمكن ان نكتب :

$$\mu = \mu_C + \mu_E + \mu_P \qquad (3-36)$$

حيث ان كل معامل تضعيف جزئي يتناسب طردياً مع احتمال حدوث ذلك التأثير الجزئي وكذلك يتناسب كل معامل جزئي طردياً مع عدد الذرات الموجودة في وحدة حجوم الوسط الممتص (راجع المعادلة (20 – 3)) ولهذا فانه من المفيد ان نعرف ما يسمى بمعامل الامتصاص الكتلي mass absorption coefficient μ/ρ حيث تمثل ρ كثافة الوسط . ان معامل الامتصاص الكتلي لا يعتمد على الحالة الفيزياوية للوسط وبذلك فانه يمكننا اعادة كتابة المعادلة (34 – 3) بدلالة هذا المقدار على النحو التالي :

$$I_t = I_0 e^{-(\mu/\rho)\rho t} \qquad (3-37)$$

ان نسبة اشعة كاما التي يتم حذفها من الحزمة نتيجة لاحدى التأثيرات فقط كتأثير كومبتون مثلاً هي :

$$\frac{\mu_C}{\mu}\frac{I_0 - I_t}{I_0} = \frac{\mu_C}{\mu}(1 - e^{-\mu t}) \qquad (3-38)$$

ان الحد الاسي في المعادلة (38 _ 3) هو ليس $e^{-\mu ct}$ وذلك لان جميع عمليات التضعيف الثلاثة سوف تحدث حتى اذا كنا ندرس فقط الاشعة المستطارة بتأثير كومبتون .

ان الشكل (15 _ 3) و (16 _ 3) يبينان علاقة معامل التضعيف الكتلي مع طاقة الفوتونات . ان مختلف عمليات التفاعل تكون مهمة بدرجة اكبر عند طاقات مختلفة لاشعة كاما ولا يمكن فهم اعتماد هذه التأثيرات الثلاثة على الطاقة بدون استخدام حسابات معقدة تعتمد ميكانيك الكم ولكننا سنقوم فقط بمناقشة الخواص العامة لكل من هذه العمليات .

4b _ 3 تأثير كومبتون Compton effect

من السهل ان نثبت ان قوانين حفظ الزخم والطاقة لا يمكن ان تتحقق في حالة الامتصاص الكامل للفوتون من قبل الكترون طليق ساكن ولهذا فانه عند تفاعل اشعة كاما مع الالكترونات ضعيفة الارتباط بالنواة فان اشعة كاما يجب ان تستطار (مع فقدان مناسب للطاقة) وهذا يشابه اعادة الانبعاث الكلاسيكي للاشعاع الكهرومغناطيسي الذي سبق ذكره .

ان الشكل 17 _ 3 يبين عملية التفاعل ويوضح كذلك الرموز المستعملة . ولاجل تحقيق حفظ الزخم فاننا نجد ان :

$$p_r = p'_r \cos\theta + p_e \cos\varphi \qquad (3 - 39)$$

$$0 = -p'_r \sin\theta + p_e \sin\varphi \qquad (3 - 40)$$

كما ان حفظ الطاقة يعطي :

$$E_r = E'_r + T_e \qquad (3 - 41)$$

ان التخلص من p_e و φ يعطينا

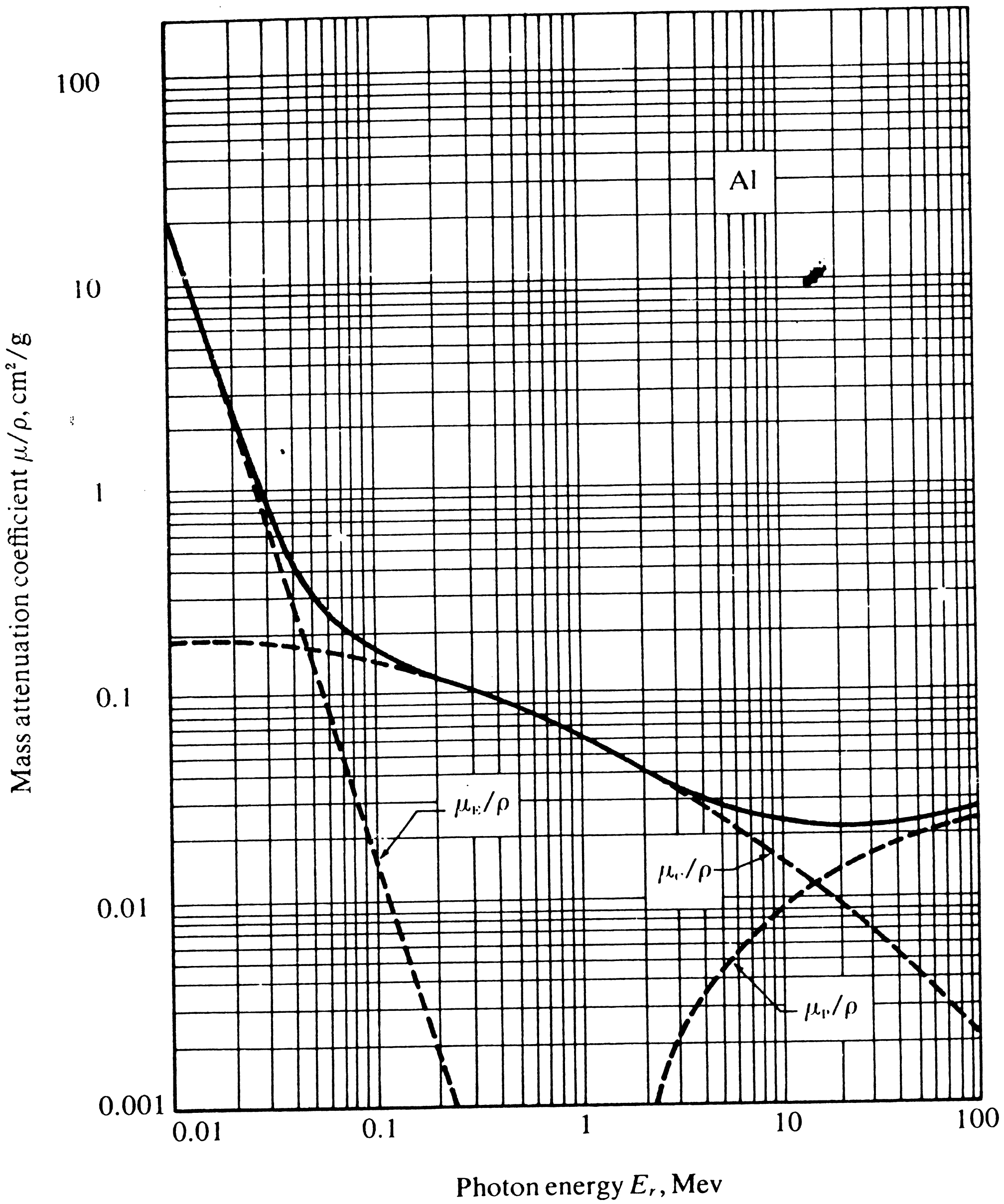
$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c}(1 - \cos\theta) \qquad (3 - 42)$$

حيث λ' و λ هي الاطوال الموجية لاشعة كاما المستطارة والساقطة على التوالي ويجب ان نتذكر انه في المعادلات من (39 _ 3) الى (41 _ 3) فإنه يجب علينا التعويض بالعلاقات (1 _ 2) و (3 _ 2) للطاقة E_r والزخم p_r وكذلك العلاقة النسبية (8 _ 2) و (9 _ 2) بالنسبة لكل من p_e و T_e . ان الكمية

h/m_0c تسمى بطول موجة كومبتون Compton wavelength وقيمتها هي

$$\frac{h}{m_0 c} = 2,426 \text{ F} \qquad (3\text{-}43)$$

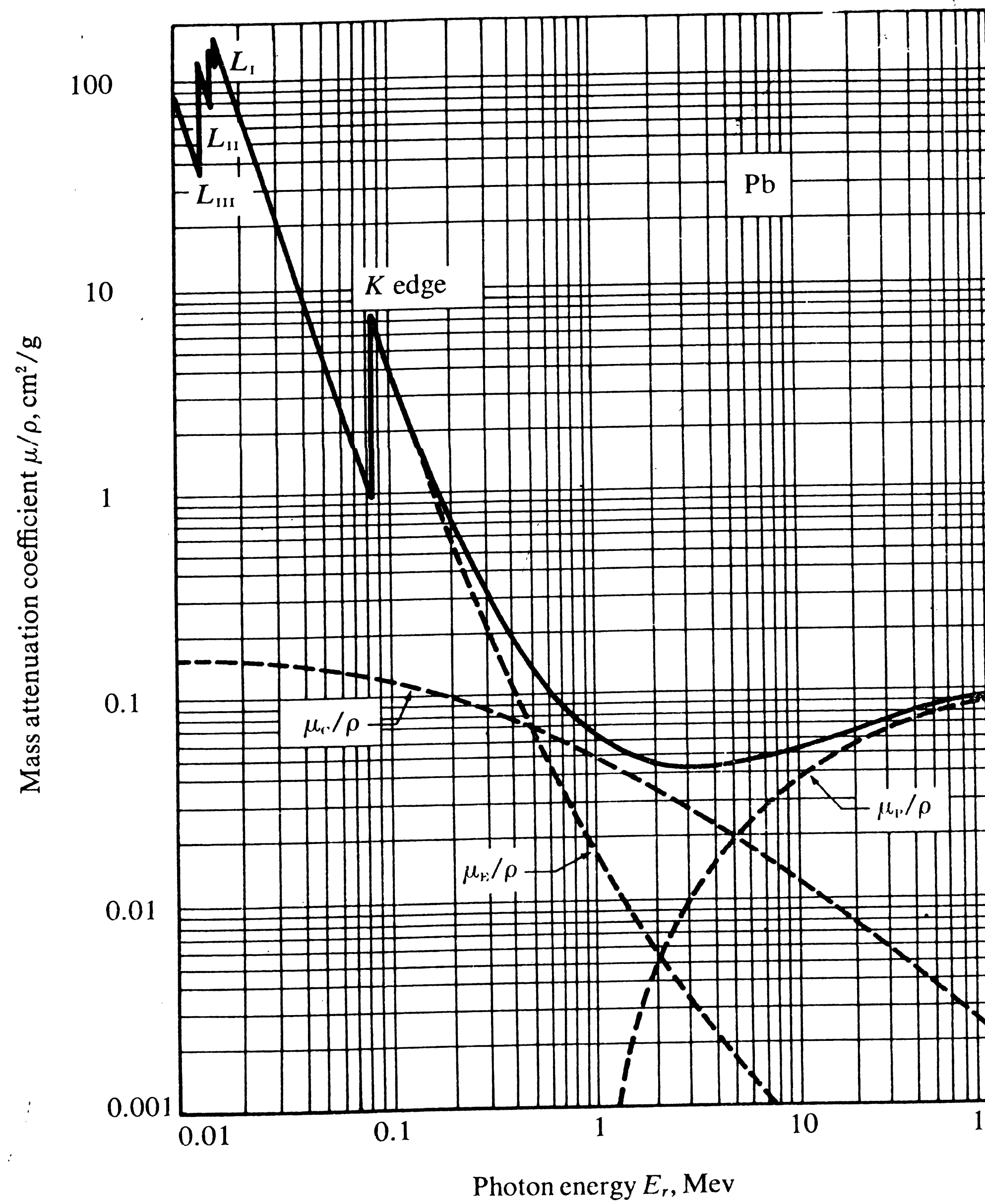
ان التغير في الطول الموجي في المعادلة (42 _ 3) لا يعتمد على طاقة اشعة كاما الساقطة



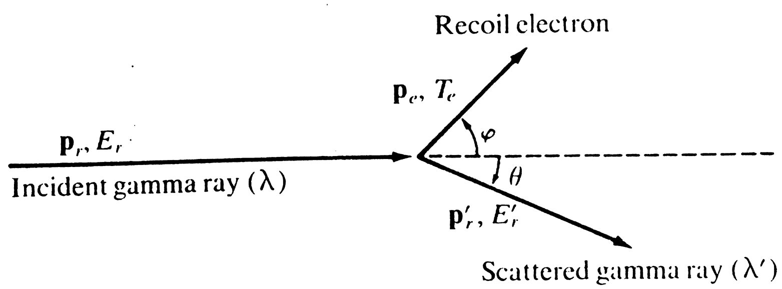
الشكل 15 _ 3 معامل التضعيف الكتلي لاشعة كاما في الرصاص بدلالة طاقة اشعة كاما . ان معامل التأثير الكهروضوئي (μ_E/ρ) وتأثير كومبتون (μ_C/ρ) وانتاج الازواج (μ_P/ρ) مبينة كل على حدة ولاجل الحصول على المعاملات بوحدات / سنتيمتر فانه يجب الضرب في كثافة الالمنيوم 2.90 غرام / سنتيمتر مكعب .

وعندما تكون طاقات اشعة كاما عالية جداً اي ان $E_r \gg m_0c^2 = 0.511$ Mev او $\lambda \ll h/m_0c$ فاننا يمكن ان نهمل λ بالنسبة الى λ' لجميع زوايا الاستطارة θ فيما عدا عندما تكون θ قريبة من الصفر وبهذا نحصل على

$$E'_r \approx \frac{m_0c^2}{1-\cos\theta} \qquad (3-44)$$



الشكل 16 ـ 3 معامل التضعيف الكتلي لاشعة كاما في الرصاص بدلالة طاقة اشعة كاما ان معامل التأثير الكهروضوئي (μ_E/ρ) وتأثير كومبتون (μ_C/ρ) وانتاج الازواج (μ_P/ρ) مبينة كل على حدة ولاجل الحصول على المعاملات بوحدات / سنتيمتر يجب ان نضرب في كثافة الرصاص 11.35 غرام / سنتيمتر مكعب .



الشكل 17 ـ 3 تفاعل اشعاع كاما مع الكترون طليق .

ان احتمال حدوث استطارة كومبتون يمكن حسابه فقط باستخدام معادلة ديراك Dirac equation . ان التوزيع الزاوي لاشعة كاما المستطارة بتأثير كومبتون اي نسبة عدد الفوتونات المستطارة في زاوية مقدارها $d\Omega$ عند زاوية معينة θ مبين في الشكل 18 ـ 3 وعند طاقات قليلة للفوتونات فانها تقترب من التوزيع الكلاسيكي (استطارة ثومسون) كما انه يمكن باستخدام معادلات ماكسويل اثبات ان التوزيع الزاوي الكلاسيكي سوف يتناسب مع $1+\cos^2\theta$

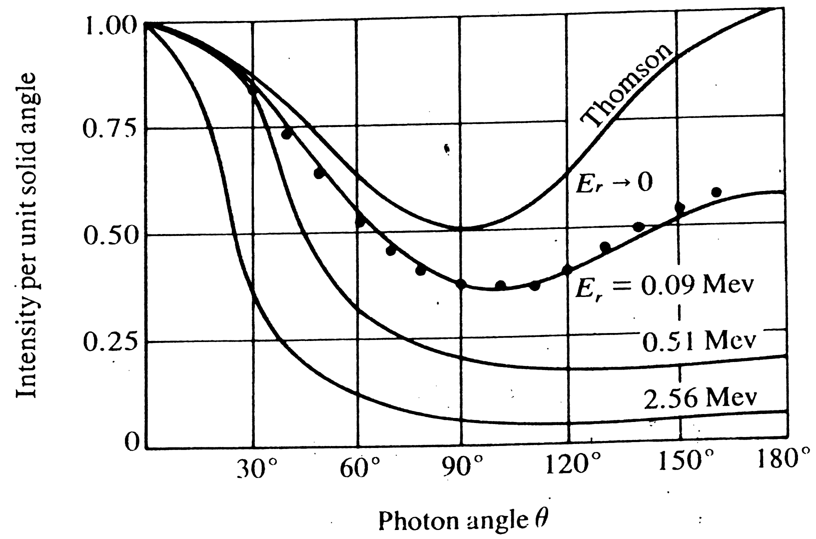
ان اجهزة الكشف عن اشعة كاما هي حساسة للتأين الذي يتولد من الالكترونات المرتدة ايضاً . ان الشكل 19 ـ 3 يبين توزيع طاقات الارتداد ففي حالة كون طاقة الفوتون المستطار اقل ما يمكن ($\theta = 180$ في الشكل 17 ـ 3) فان الالكترون المرتد سيكون له اقصى طاقة ممكنة وهي

$$T_e(\max) = E_r - E'_r(\theta = 180^\circ) \qquad (3-45)$$

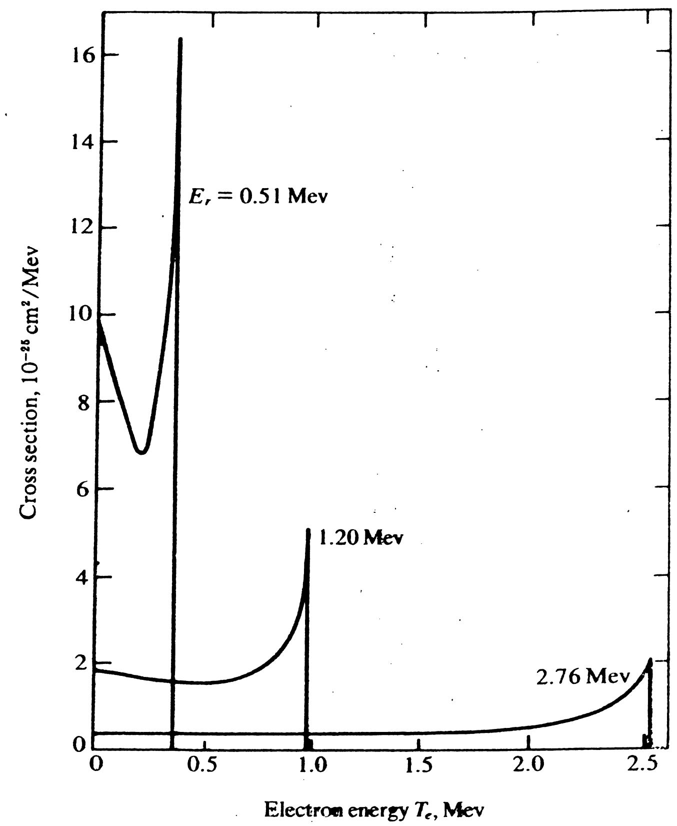
وعند طاقات اشعة كاما العالية جداً وحسب المعادلة (44 ـ 3) فإن

$$T_e(\max) \approx E_r - \tfrac{1}{2}m_0c^2 \approx E_r - 0.255 \text{ Mev} \qquad (3-46)$$

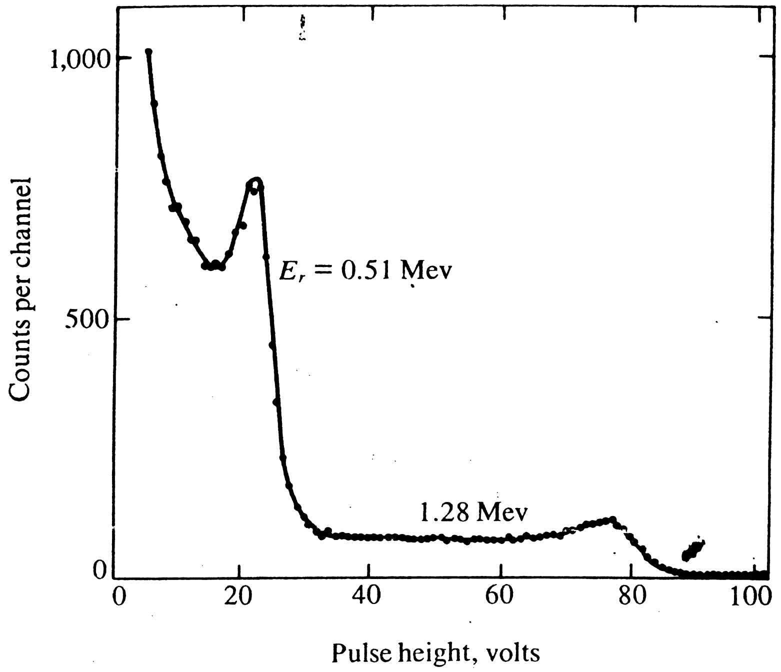
ويمكننا فهم حقيقة ان طاقة الارتداد يكون لها اقصى احتمال عند $T_e(\max)$ راجع الشكل 19 ـ 3 وذلك لأنه ولمجال لا بأس به من الزوايا θ القريبة من 180° يكون $\cos\theta$ قريباً جداً من 1 ـ وبهذا تبقى E'_r قريبة من المقدار $\frac{1}{2}m_0c^2$. ان الشكل 20 ـ 3 يبين توزيع طاقة الالكترونات في تأثير كومبتون عملياً والناتج عن قذف وماض عضوي بأشعة كاما . ان الانحناء الموجود في المنحني تسببه التأثيرات الاحصائية داخل المضاعف الضوئي والمستعمل للكشف عن الضوء الصادر من الوماض



الشكل 18 ـ 3 التوزيع الزاوي (الشدة لكل وحدة زاوية صلبة) لاشعة كاما المستطارة بتأثير كومبتون بدلالة زاوية الاستطارة ولطاقات مختلفة لاشعة كاما الساقطة E_r. ان جميع المنحنيات قد تمت معايرتها عند $0°$



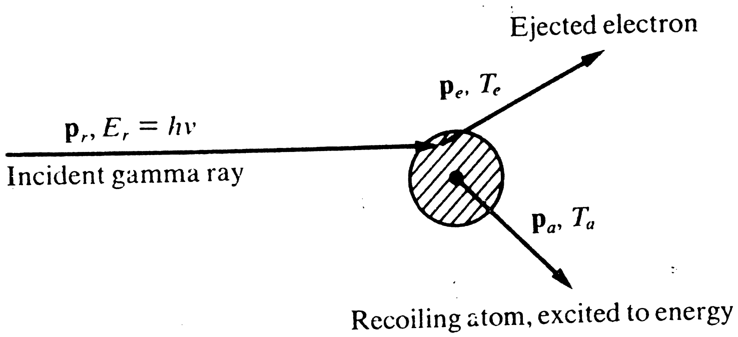
الشكل 19 ـ 3 توزيع الطاقة للالكترونات كومبتون بدلالة طاقة الالكترونات لمختلف طاقات اشعة كاما الساقطة E_r .



الشكل 20 ـ 3 طيف ارتفاع النبضات لالكترونات كومبتون المتولدة بواسطة 0.51 و Mev 1.28 اشعة كاما (من مصدر Na^{22}) في وماض عضوي (الستالبين) ولم يؤخذ بنظر الاعتبار اجراء تصحيح بسيط بسبب عدم التجاوب الخطي للوماض مع الطاقة . ان بلورة الستالبين كانت بشكل اسطوانة بقطر 3.8 cm وارتفاعها 2 cm

في حالة استطارة اشعة كاما عن الكترون مرتبط اي غير منفصل عن ذرته فان المعادلات من 39 ـ 2 الى (41 ـ 2) تبقى صحيحة ولكن p_e و T_e في هذه الحالة هي للذرة ككل التي سوف ترتد مع الالكترون المرتبط ولهذا فان m_0 في المعادلة (42 ـ 3) يجب ان تبدل بكتلة الذرة . ان التغير في الطول الموجي في هذه الحالة سيكون صغيراً جداً بحيث يمكن اهماله لمعظم الاغراض . ان هذا النوع من الاستطارة يسمى باستطارة راي ***Rayleigh scattering*** وهي تزداد بزيادة العدد الذري Z للمستطير وذلك لان طاقة الارتباط للالكترونات الداخلية تتناسب مع Z^2 ولهذا فان جزءاً اكبر من الالكترونات الذرية يجب ان يعتبر مرتبطاً . ان التوزيع الزاوي في هذه الحالة لا يشبه ذلك المبين في الشكل 18 ـ 3 ذلك لان الشعاع المستطار من جميع الالكترونات المرتبطة في الذرة سوف يتداخل بصورة متشاكهة ولهذا فان استطارة راي تزداد زيادة كبيرة عند $\theta = 0°$

ان اشعة كاما يمكن ان تستطار ايضاً عن النواة بدون ان تهيجها (استطارة ثومسون) او تهيجها . ان العملية الاولى تتداخل تشاكهياً مع استطارة راي ولكن احتمال حدوثها اقل بكثير



الشكل 21 ـ 3 تفاعل اشعة كاما مع الالكترونات المرتبطة .

4c ـ 3 التأثير الكهروضوئي Photoelectric effect

إن بإمكان اشعة كاما أن تنقل طاقاتها الى الكترون يكون في حالة ارتباط بذرته وذلك لان الذرة في هذه الحالة سوف تأخذ قسماً من زخم الارتداد كما هو مبين في الشكل 21 ـ 3 . ان حفظ الزخم في هذه الحالة يعطي

$$\mathbf{p}_r = \mathbf{p}_e + \mathbf{p}_a \qquad (3-47)$$

كما أن حفظ الطاقة يعطي العلاقة

$$E_r = T_e + T_a + E_B \qquad (3-48)$$

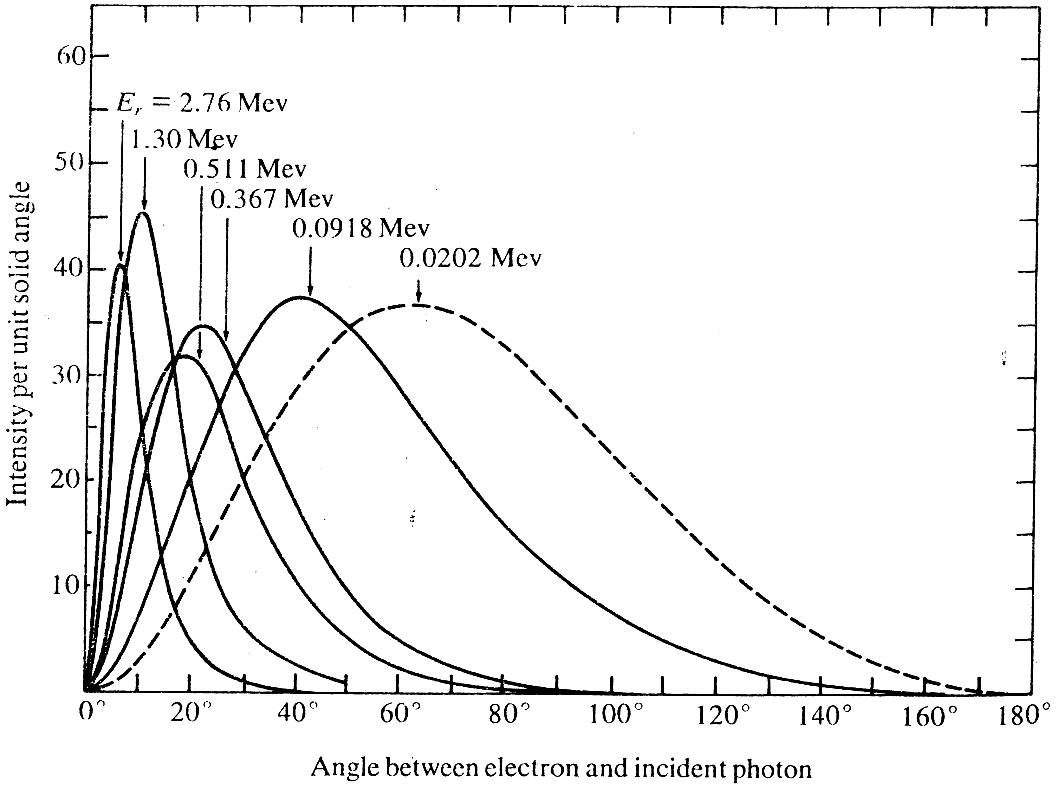
إن هذين الشرطين يمكن لهما أن يتحققا معاً . ان E_B من المعادلة (48 ـ 3) تمثل طاقة ارتباط الالكترون بالذرة والتي هي ايضاً عبارة عن طاقة تهيج الذرة بعد انبعاث الالكترون وليس من الصعب أن نثبت بأن الطاقة الحركية للارتداد T_a هي في حدود $(m_0/M_0)T_e$ حيث m_0 و M_0 هي كتل كل من الالكترون والذرة على التوالي وبما أن m_0/M_0 هي في حدود 10^{-4} فإن T_a يمكن أن تهمل لأغلب الاغراض العملية ولذلك فإن

$$T_e = h\nu - E_B \qquad (3-49)$$

ولطاقات اشعة كاما التي تزيد عن $\frac{1}{2}$ Mev فإن الالكترونات الكهروضوئية يتم انبعاثها من قشرة K للذرة عادة وذلك لانه ولهذه الالكترونات فإن الشرط

الكلاسيكي للرنين (البند 4 ـ 3) هو اقرب ما يكون الى أن يتحقق . ان التوزيع الزاوي للالكترونات الكهروضوئية مبين في الشكل 22 ـ 3 . ان هذا التوزيع يكون متناظراً حول $\theta = 90$ بالنسبة لاشعة كاما ذات الطاقات القليلة وهذا يمكن فهمه كلاسيكياً حيث أن الالكترونات يجب ان تنبعث في اتجاه موازٍ لمركبة المجال الكهربائي للأشعة الساقطة

إن احتمال حدوث الانبعاث الكهروضوئي مبين في الشكل 15 ـ 3 و 16 ـ 3 وهذا الاحتمال يزداد كلما اقتربت $h\nu$ من E_B او ν من ν_0 حيث $\nu_0 = E_B/h$ وتمثل تردد حافة الامتصاص *absorption edge* وهذا سببه الرنين الذي سبق ذكره في البند 4 ـ 3 وعند زيادة الطاقة عن تلك التي عند حافة الامتصاص فإن احتمال حدوث التأثير الكهروضوئي يتناسب تقريباً مع $Z^5E_r^{-3.5}$ حيث Z هي العدد الذري للذرة المتفاعلة .



الشكل 22 ـ 3 التوزيع الزاوي (الشدة لكل وحدة زاوية صلبة للالكترونات الكهروضوئية بدلالة الزاوية المحصورة بين اتجاه حركة الالكترون واتجاه الاشعة الساقطة . ان طاقة الاشعة الساقطة مبينة على كل منحني .

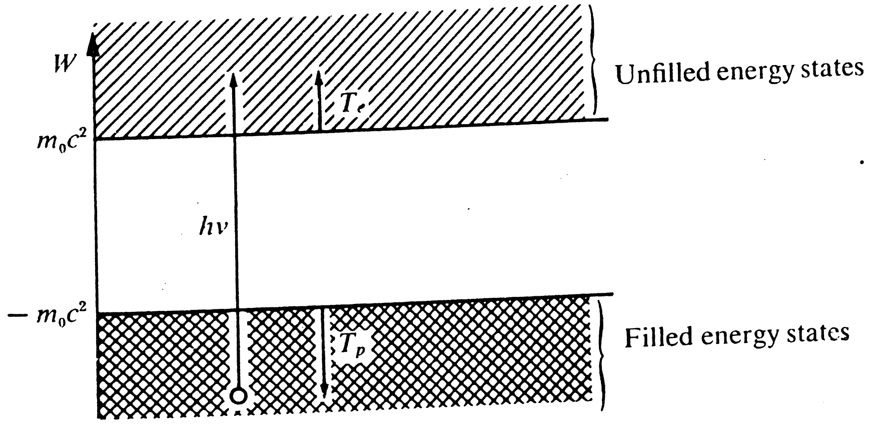
إن التأثير الكهروضوئي يكون عادة مصحوباً بعمليات ثانوية اخرى ذلك أن الذرة سوف لا تبقى في حالة تهيج ذات طاقة E_B ولهذا فإنها اما أن تعطي اشعة x او أن الالكترونات سوف تتحرر من المستويات الخارجية للذرة حاملة معها طاقة التهيج الموجودة ان هذه الالكترونات تسمى بالكترونات ايكار *Auger electrons* وفي اي وسط كثيف فان الاشعاعات الثانوية سوف تمتص بدورها باحتمالية عالية وهذا ما يحدث في معظم الكشافات المستعملة في الكشف عن اشعة كاما (راجع الشكل 26 ـ 3)

4d ـ 3 انتاج الازواج Pair production

يمكن اعتبار معادلة شريدنجر بصورة عامة على انها المكافىء الكمي لقانون حفظ الطاقة غير النسبي (المعادلة (28 ـ 2)) كذلك فإن معادلة ديراك الكمية تعتبر مكافئة للمعادلة التي تنشأ من المعادلة النسبية غير الكمية

$$W = \pm(p^2c^2 + m_0^2c^4)^{\frac{1}{2}} + V \qquad (3 - 50)$$

والتي يمكن الحصول عليها من المعادلة (10 ـ 2) ولو تصورنا أن الجهد V يساوي صفراً فإن الغموض في اشارة الجذر التربيعي في المعادلة (50 ـ 3) هو ليس محض صدفة رياضية . لقد اثبت ديراك بأن الطاقة الموجبة W تمثل جسيماً في كتلة سكونه m_0 وزخمه هو $\mathbf{p}$ كما أن الحالة السالبة للطاقة تمثل جسيماً كتلة سكونه هي $-m_0$ وزخمه هو $-\mathbf{p}$ (الشكل 23 ـ 3)



الشكل 23 ـ 3 خلق زوج الكترون ـ بوزترون حسب نظرية ديراك .

وبما أن اقل قيمة للكمية p^2 هي صفر فإن من غير الممكن أن توجد جسيمات في مجال الطاقة المحصور بين $m_0c^2 > W > -m_0c^2$ ولأجل التغلب على مشكلة انتقال الالكترونات العادية (الطاقة الموجبة) الى الحالة السالبة لغرض ملء الحالات السالبة كلها افترض ديراك بأن الطبيعة هي بحيث (1) تكون جميع حالات الطاقة السالبة هي ممتلئة اصلاً في حالة غياب المجالات او المادة و (2) انه لا يظهر اي تأثير لهذه الالكترونات في حالة غياب المجال والمادة والآن لو فرضنا بأنه قد تم تحرير الكترون من الحالة السالبة للطاقة بتأثير اشعة كاما فإن هذا سينتج عنه توليد فجوة *hole* في الحالة السالبة او بمعنى آخر فإن المجموعة التي نقوم بدراستها سوف تكتسب كتلة مقدارها $-(-m_0)$ وزخم مقداره $-(-\mathbf{p})$ وشحنة مقدارها $-(-e)$ ولهذا فإن خلق هذه الفجوة يعني ظهور جسيم كتلته m_0 وزخمه $\mathbf{p}$ وشحنته هي $+e$. كما أن الطاقة الحركية لهذا الجسيم الفجوة سوف تساوي $\frac{1}{2}p^2/m_0$ في حالة استخدامنا للتقريب غير النسبي او كما هو مبين بالمعادلة (9 ـ 2) اذا اردنا حسابها بدقة . ان هذا الجسيم يسمى بالبوزترون وقد تم اكتشافه عملياً من قبل اندرسن (1932) Anderson وهو يتولد في عدة عمليات نووية كما أن وجوده مثبت بصورة لا تقبل الشك

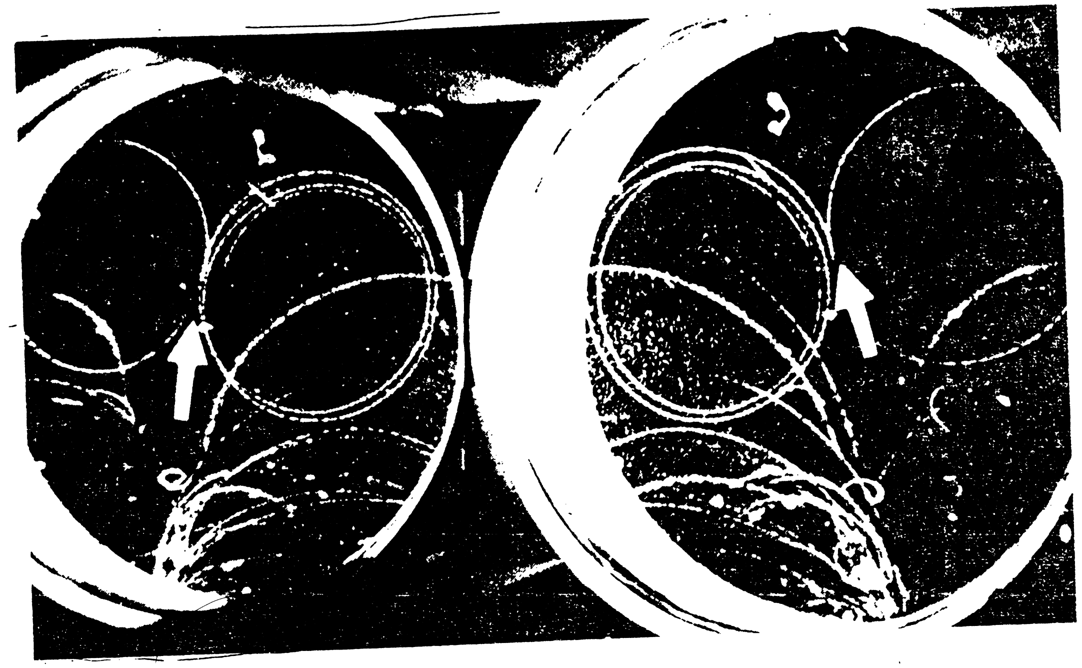
عندما يتم خلق فجوة فإن الالكترون سوف يظهر ايضاً في حالة الطاقة الموجبة و بطاقة حركية مقدارها T_e وبتطبيق قانون حفظ الطاقة (راجع الشكل 23 ـ 3)

$$h\nu = T_e + T_p + 2m_0c^2$$

ومن الممكن أن نثبت بأن هذه المعادلة لا يمكن أن تتحقق في نفس الوقت مع معادلة حفظ الزخم $\mathbf{p}_r = \mathbf{p}_e + \mathbf{p}_p$ ولهذا فإن زوج الالكترون ـ بوزترون لا يمكن أن تتولد الا بجوار جسم ثالث يمكنه اكتساب بعض الزخم واذا كان هذا الجسم الثالث هو النواة فانها ستكتسب مقداراً قليلًا من الطاقة فقط (كما في حالة التأثير الكهروضوئي) وبهذا فإن المعادلة (51 ـ 3) تبقى صحيحة تقريباً . ان اقل طاقة لازمة لتوليد الزوج هي طبعاً عندما يكون المقدار $T_e + T_p = 0$ وبهذا تكون

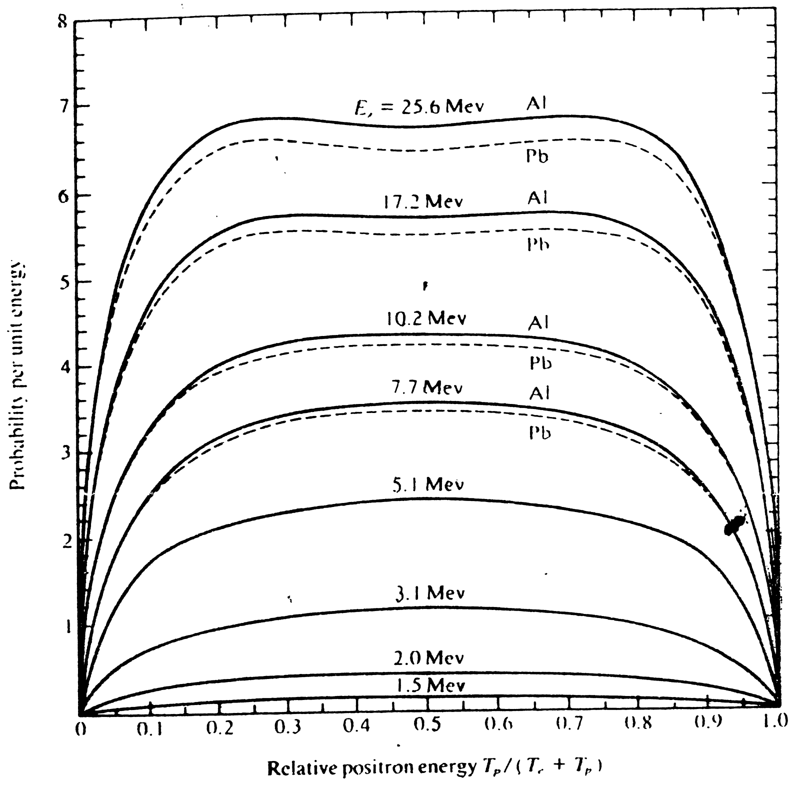
$$h\nu = 2m_0c^2 \approx 1.02 \text{ Mev}$$

إن الشكل 24 ـ 3 يبين زوجاً من الصور الستريوسكوبية لحجرة سحاب يتولد فيها زوج الكترون بوزترون بواسطة فوتونات ذات طاقة Mev ـ 7 . إن حجرة السحاب قد تم ملؤها بالهواء وتم تسليط مجال مغناطيسي عليها لغرض قياس زخوم كلًا من الجسيمين والذي ظهر صدفة انهما متساويان تقريباً في هذه الحالة



الشكل 24 ـ 3 توليد زوج الكترون ـ بوزترون بواسطة اشعة كاما ذات طاقة Mev ـ 7 في حجرة السحاب (صور ستريوسكوبية) . لقد تم ملء الحجرة السحابية بالهواء تحت ضغط 1.75 ضغط جوي وتم تسليط مجال مغناطيسي لجعل المسارات بشكل منحني ويمكن ملاحظة فقدان الطاقة من قبل الجسيمات وذلك بملاحظة التغير في نصف قطر المسار الحلزوني . ان مصدر اشعة كاما هو خارج الحجرة . لاحظ الكترونات كومبتون والالكترونات الكهروضوئية المتحررة عن جدار الحجرة .

إن توزيع الطاقة والتوزيع الزاوي للالكترونات والبوزترونات يمكن حسابه باستخدام نظرية ديراك . ان توزيع الطاقة مبين في الشكل 25 ـ 3 ويمكن القول بأن جميع قيم الطاقة متساوية في الاحتمال . ان الاحتمال الكلي لتوليد الازواج والذي يمثل المساحة تحت المنحني في الشكل 25 ـ 3 مبين في الشكل 15 ـ 3 و 16 ـ 3 لكل من الالمنيوم والرصاص ويمكن القول بأن الاحتمال يتناسب تقريباً مع Z^2 . ان توليد الازواج يمكن أن يحدث ايضاً بالقرب من الالكترونات الذرية اذا كانت $h\nu \geq 4m_0c^2$. واحتمال توليد الزوج بالقرب من الالكترون يقل بمعامل $1/(4Z)$ من الاحتمال لتوليد الزوج قرب نواة شحنتها Ze



الشكل 25 ـ 3 توزيع الطاقة للبوزترونات (او الالكترونات) بدلالة الطاقة النسبية للبوزترون $T_p/(T_e + T_p)$ لعدة قيم لطاقة اشعة كاما الساقطة E_r في كل من الالمنيوم والرصاص .

5 ـ 3 تفاعل البوزترونات مع المادة

INTERACTION OF POSITRONS WITH MATTER

إن فقدان طاقة البوزترونات خلال مرورها بوسط معترض يكون بطريقة مشابهة للحالة في الالكترونات اي من خلال عمليات التهيج والتأين (راجع البند 2 ـ 3) . اضافة الى ذلك فان البوزترون يمكن أن يفنى *annihilate* باتحاده بالكترون بعملية معكوسة لعملية توليد الازواج . ان احتمال الفناء هو اكبر بكثير من احتمال العمليات الاخرى بالنسبة للبوزترونات البطيئة جداً . ان تحقيق قانون حفظ الزخم الخطي خلال عملية اتحاد الالكترون والبوزترون يتطلب انبعاث فوتونين لاشعة كاما ولهذا واذا كان الجسيمان في حالة سكون فان كل فوتون من الفوتونات الناتجة يكون له طاقة مادية أي m_0c^2 (= 0.511 Mev) وهذا الاشعاع يسمى اشعاع الفناء *annihilation radiation*

اما في حالة كون الالكترون مرتبطاً بذرته فان الاتحاد مع البوزترون يمكن أن يتم بانبعاث فوتون واحد وذلك لان الذرة ستأخذ الزخم اللازم ولكن هذه العملية تعتبر نادرة الحدوث

ان الالكترون والبوزترون يمكن ان يكونا ايضاً نوعاً من الذرات التي يتحرك فيها كل منهما حول مركز ثقليهما المشترك وهذا التركيب يسمى بالبوزترونيوم وهذا التركيب قد اكتشف لاول مرة من قبل دوكش (1951 – 1949) Deutsch . ان ذرة البوزترونيوم قصيرة العمر جداً (10^{-10} أو 10^{-7} ثانية ذلك اعتماداً على اتجاه البرم لكل من الجسمين) ذلك لان الالكترون والبوزترون سوف يفني كل منهما الآخر

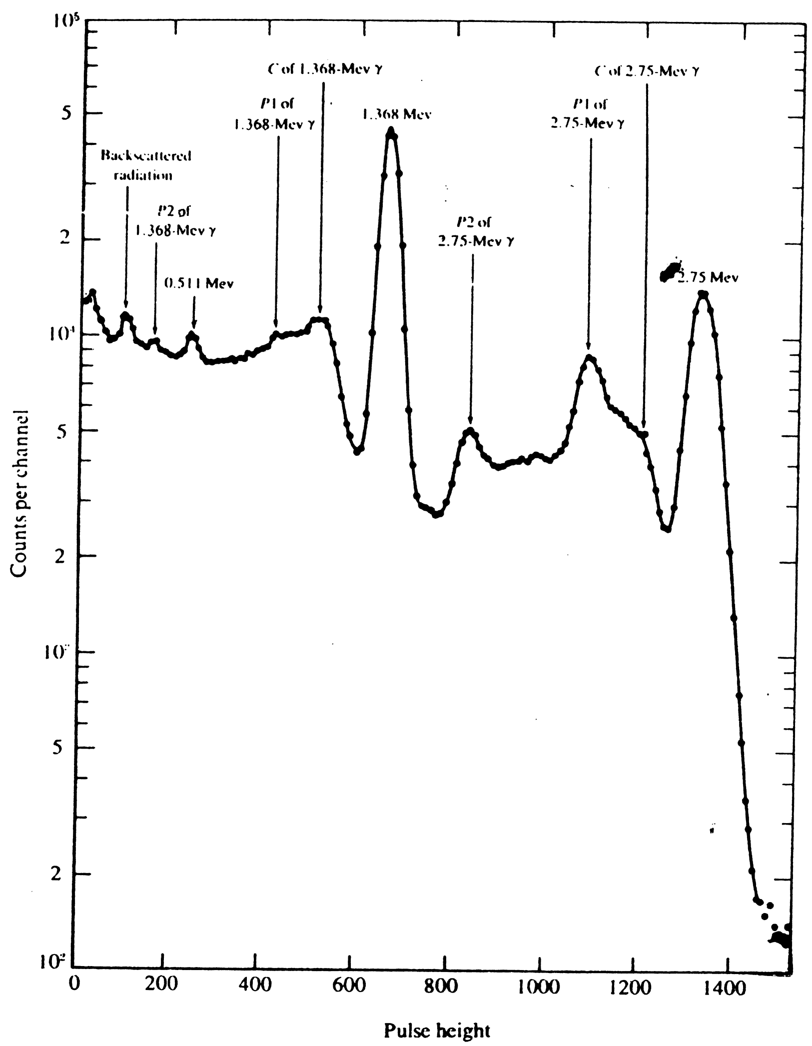
6 – 3 الكشف عن الاشعاعات النووية

DETECTION OF NUCLEAR RADIATION

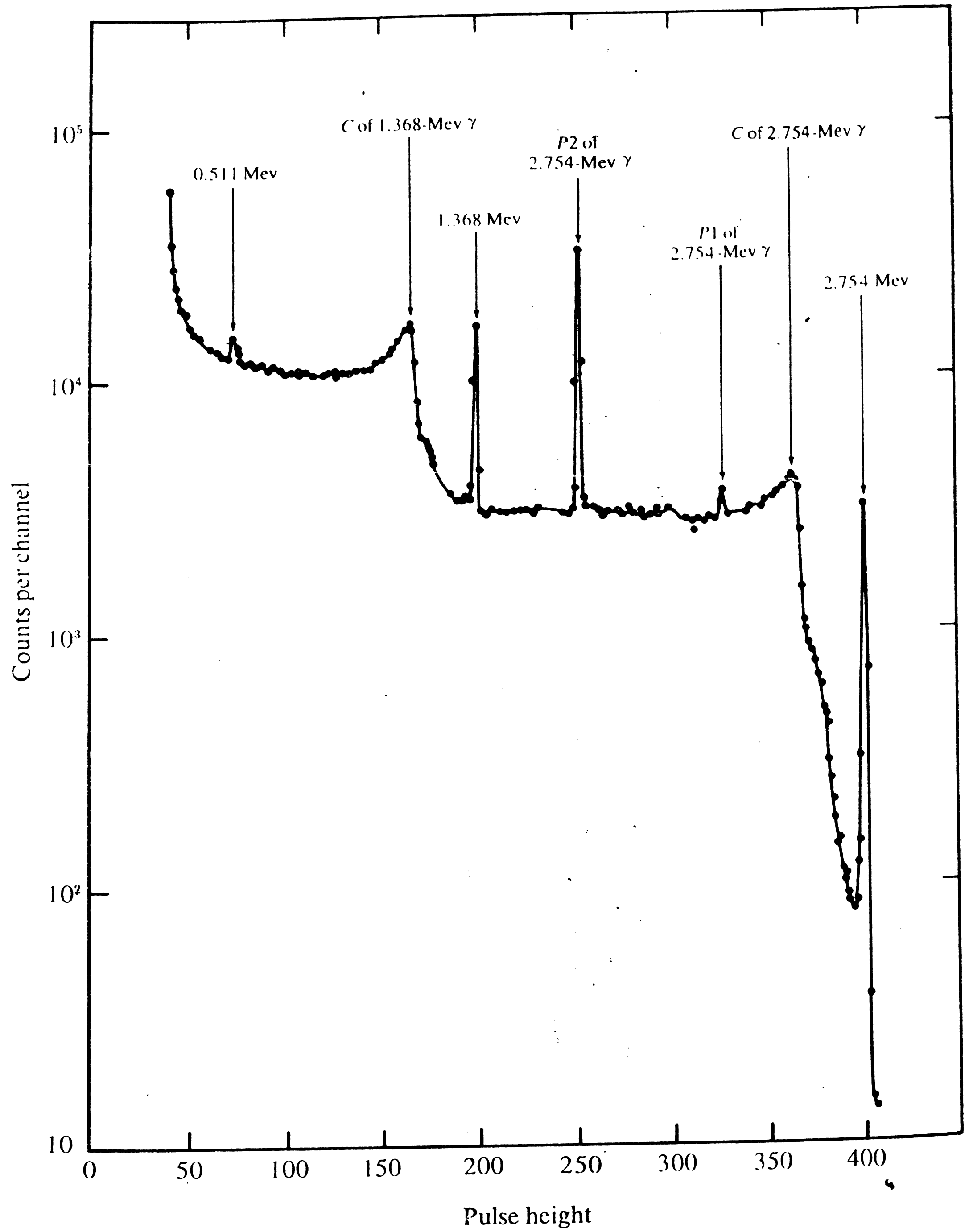
سوف نشرح باختصار الوماضات غير العضوية inorganic scintillators وكشافات انصاف الموصلات Semiconductor detectors والذين ادى اكتشافها الى تقدم فن الكشف عن اشعة كاما والجسيمات المشحونة بدرجة هائلة

ان اكثر انواع الوماضات اللاعضوية شيوعاً والذي اكتشف من قبل هوفستادتر (1949) Hofstadter تستخدم فيه بلورة يوديد الصوديوم ان الضوء المنبعث عن التهيج الايوني يقع في منطقة الاشعة فوق البنفسجية وليس من السهل كشفها ولذلك فانه يجري تنشيط البلورة بنسبة الواحد في المئة من يوديد الثاليوم والذي يؤدي الى تغير الطول الموجي الى المنطقة المرئية وبهذا يصبح الكشف عنها ممكننا بواسطة انبوب المضاعف الضوئي photomultiplier . وفي بلورة يوديد الصوديوم فان اشعة كاما الداخلة تتفاعل في العمليات الثلاث التي مر ذكرها : تأثير كومبتون والتأثير الكهروضوئي وتوليد الازواج اذا كانت طاقة الاشعة $E_r > 1.02$ Mev ان الشكل 26 – 3 يبين طيفا نموذجياً لتحليل النبضات الناتجة عن الفوتونات لاشعة كاما بطاقات 1.37 و 2.75 Mev في بلورة يوديد الصوديوم . ان توزيع طاقات الكترونات كومبتون هو مشابه جداً لما في الشكل 20 – 3 بالنسبة للوماض العضوي والذي يكون فيه التأثير الكهروضوئي وتأثير توليد الازواج قابلين للاهمال عادة . ان القمم للتأثير الكهروضوئي لا تعود فقط للتأثير الكهروضوئي الحقيقي ولكن ايضاً ناتجة عن تأثير اعادة امتصاص فوتونات كومبتون المستطارة ذات الطاقات الواطئة . ان هذه القمم تكون موزعة على كل مجال الطاقة

وذلك بسبب التأثيرات الاحصائية في المضاعف الضوئي . ان اشعاع الفناء يمكن ايضاً ان يعاد امتصاصه ولكن الاحتمال المحدود لنفوذ احد الفوتونات او كليهما يعني أن الطاقة $E_r - m_0c^2$ او $E_r - 2m_0c^2$ سوف تبقى في البلورة وهذا يعطي قسماً يمثل نفوذ فوتون واحد او فوتونين



الشكل 26 – 3 طيف تحليل الطور لاشعة كاما بطاقات 1.37 و 2.75 Mev تمثل نفوذ فوتون واحد one-escape أو فوتونين two-escape المنبعث من Na^{24}) في بلورة يوديد الصوديوم .ان قمم التأثير الكهروضوئية موضحة بواسطة الطاقة فقط اما القمم الاخرى فان الرموز التالية قد استخدمت P2 تمثل نفوذ فوتونين two-escape و P1 تمثل نفوذ واحد one escape و C تمثل حافة كومبتون . ان الكشاف هو عبارة عن اسطوانة قطرها 7.6 cm وارتفاعها 7.6 cm وضعت على بعد 10 cm من المصدر المشع كما تم وضع معترض من البريليوم Be لامتصاص اشعة بيتا . إن Na^{24} يشع اشعة كاما ذات طاقات 1.37 Mev و 2.75 بشدة متساوية



الشكل 27 ـ 3 طيف تحليل ارتفاع النبض لاشعة كاما ذات طاقات 1.37 و Mev 2.75 الصادرة من Na^{24} باستعمال كاشف الجرمانيوم ـ ليثيوم . ان الرموز نفسها المستعملة في الشكل 26 ـ 3 قد استعملت هنا اما الكاشف فقد كان ذا ابعاد 1.9 cm قطراً و 0.5 cm ارتفاعاً

الجدول 1 ـ 3 بعض انواع الكشافات النووية الشائعة

Particle	*Detector*	*Method of detection*	*Remarks*
Heavy charged particles; electrons	Ionization chamber & proportional counter	Total no. of ion pairs determined by collecting charged partners of one sign, e.g. electrons.	Can be used to determine T_0 if particle stops in chamber.†
	Semiconductor detector	Ionization produces electron-hole pairs. Total charge is collected.	Used to determine T_0.
	Geiger counter	Ionization initiates brief discharge.	Good for intensity determination only.
	Cloud chamber or photographic emulsion	Path made visible by ionization causing droplet condensation or developable grains.	Can be used to determine T_0 from range. Type of particle can be recognized from droplet or grain count along path.
	Scintillation detector	Uses light produced in excitation of atoms.	T_0 proportional to light produced.
Neutrons	Any of the above using proton recoils from thin organic lining or nuclear reactions with appropriate filling gas	Ionization by recoiling protons.	T_0 from end point of recoil distribution.
		Ionization by reaction products.	Some reactions can be used to determine T_0.
	Organic scintillator and photomultiplier	Using light produced in excitation of atom by recoiling protons.	T_0 from end point of recoil distribution.
			The above methods for neutrons require $T_0 > 0.1$ Mev.
Gamma rays	Geiger counter	Electrons released in wall of counter ionize gas and initiate discharge.	Good for intensity determination only.
	NaI scintillation detector	Light produced in ionization and excitation by electrons released in the three interaction processes.	T_e proportional to light produced; $h\nu$ inferred from electron energy distributions.
	Semiconductor detector	Electrons produced create electron-hole pairs. Total charge is collected.	$h\nu$ inferred from electron energy distributions.

† The initial kinetic energy of the particle is called T_0.

النايتروجين هي 4 احسب فقدان الطاقة لجسيمات الفا ذات طاقة Mev ـ 8 خلال غاز الامونيا (NH_3) عند الظروف القياسية .

3 _ 5 احسب عدد الازواج الايونية لكل مليمتر من المسار والمتولدة بواسطة البروتونات ذات طاقة Mev ـ 2 خلال مرورها بالنايتروجين . افرض أن $I = 8$ ev وان $w = 35$ ev

3 _ 6 (أ) اثبت أن عدد اشعاعات دلتا لكل مليمتر من المسار والمتحررة بواسطة جسيم مشحون يسير خلال وسط هو :

$$\frac{2\pi e^4 z^2 nZ}{m_0 v^2}\,\frac{dT_e}{T_e^2}$$

في حالة كون الطاقة الحركية لاشعاعات دلتا محصورة بين T_e و $T_e + dT_e$

(ب) احسب عدد اشعاعات دلتا لكل مليمتر من المسار والتي لها طاقات حركية تزيد 0.5 kev والناتجة عن البروتونات التي طاقتها Mev ـ 2 خلال النايتروجين تحت ظ . ق .

3 _ 7 اثبت أن البروتونات وجسيمات الفا التي لها الانطلاقات الابتدائية نفسها سيكون لها تقريباً المدى نفسه في اي وسط موقف . لما لا يكون هذا التساوي صحيحاً بدقة واي جسيم منها سيكون له المدى اكبر بقليل ولماذا ؟

3 _ 8 ما هي طاقة البروتون الذي له نفس طول المدى تقريباً كذلك الذي لالكترون ذي طاقة 0.1 Mev .

3 _ 9 ان الشكل 10 _ 3 يبين أن مدى الالكترون الذي طاقته 0.2 Mev خلال الالمنيوم هو $43\ mg/cm^2$ وباهمال تأثير القيم المختلفة لمعدل جهود التأين I احسب طول المسار التقريبي لهذه الالكترونات في الهواء تحت ضغط جوي واحد ودرجة حرارة 15°C على افتراض أن فقدان الطاقة للالكترونات غير النسبية معطى بنفس العلاقة للجسيمات الثقيلة .

3 _ 10 حزمة من النيوترونات احادية الطاقة تدخل الى حجرة ايونية مملوءة بغاز احادي الذرات وقد وجد أن توزيع الطاقة للذرات المرتدة له تباين يساوي 9.5 بالمئة من اقصى طاقة ارتداد ما هو الغاز الذي في الحجرة الايونية ؟ .

3 _ 11 حزمة من النيوترونات بطاقة Mev ـ 2.0 تستطار بواسطة شريحة رقيقة من البارافين (الذي هو تقريباً $[(CH_2)_n]$) . ان سمك الشريحة هو من الرقة بحيث انه لا يحدث استطارات ثانية للنيوترونات بل فقط استطارة

واحدة لكل نيوترون . ما هي طاقات النيوترونات المستطارة خلال زاوية 90° وما هي طاقات الارتداد المقابلة للنوى .

3 _ 12 اثبت انه في حالة التصادم المرن بين جسيم وآخر ذي الكتلة نفسها وفي حالة سكون فان الزاوية المحصورة بين اتجاه الجسمين بعد التصادم هي 90° .

3 _ 13 جسيم كتلته M_1 يتصادم تصادماً مرناً مع جسيم آخر كتلته M_2 في حالة سكون اثبت انه اذا كانت $M_1 > M_2$ فان زاوية اتجاه M_1 في احداثيات المختبر لا يمكن أن تزيد على $^{-1} M_2/M_1$

3 _ 14 (أ) اثبت أن تحقيق حفظ الطاقة الحركية والزخم الخطي خلال تصادم مرن (الشكل 11 _ 3) يتطلب أن يكون انطلاق كل جسيم في احداثيات مركز الثقل قبل التصادم مساوياً لانطلاقه بعد التصادم . (ب) هل يتغير الانطلاق النسبي للجسيم 1 بالنسبة للجسيم 2 خلال عملية التصادم المرن (1) في احداثيات مركز الثقل (2) في احداثيات المختبر .

3 _ 15 (أ) احسب بصورة تقريبية عدد التصادمات اللازمة لتقليل طاقة نيوترونات من Mev ـ 1 الى الطاقات الحرارية ($\approx 1/40$ ev) باستخدام قطعة كبيرة من الكاربون (ب) اعط تقديراً تقريبياً للزمن اللازم لعملية ابطاء النيوترونات هذه .

3 _ 16 مصدر مشع محاط بوسط ممتص رقيق لازالة اشعة بيتا تم امتصاص اشعة كاما المتبقية بواسطة الالمنيوم وكانت النتائج كما يلي : -

Absorber thickness (cm)	*Detected activity (counts/min)*	*Absorber thickness (cm)*	*Detected activity (counts/min)*
0	3,510	1.0	1,740
0.1	3,180	1.5	1,470
0.2	2,870	2.0	1,280
0.3	2,630	3.0	1,000
0.4	2,430	4.0	790
0.5	2,260	5.0	620
0.6	2,120	6.0	510
0.7	2,000	7.0	400

حلل هذه النتائج لايجاد (أ) معامل الامتصاص لكل من اشعاعات كاما الموجودة وكذلك قيمة النصف المقابلة لها (ب) طاقة اشعاعات كاما (استخدم الشكل 15 ـ 3) (جـ) الشدة النسبية لاشعاعات كاما المنبعثة عن المصدر .

3 _ 17 حزمة دقيقة من اشعاعات كاما تمرر خلال 2.0 cm من الرصاص فاذا كانت هذه الحزمة تتكون من 30 بالمئة فوتونات بطاقة 0.4 Mev و 70 بالمئة فوتونات بطاقة 1.5 Mev عند سقوطها ما هي الشدة النسبية للحزمة الخارجة للمعلومات استخدم الشكل 16 _ 3 .

3 _ 18 افرض انه تم استخدام الرصاص لقياس معامل توهين اشعة كاما . ان دراسة للشكل 16 _ 3 سوف تقنعك بانه اذا كان معامل الامتصاص الكتلي يقع ما بين 1 الى 7 cm^2/g او بين 0.04 الى 0.09 cm^2/g فان هذا سيكون ناتجاً عن طاقتين لاشعة كاما يمكن لهما ان تعطيا معاملاً كهذا . كيف تقترح طريقة لازالة هذا الغموض بواسطة تجارب الامتصاص وحدها .

3 _ 19 افرض ان حزمة من اشعة كاما تحتوي على توزيع مستمر للفوتونات الى طاقات تصل الى 50 Mev كذلك الناتج عن التعجيل التناقصي للجسيمات قد تم امرارها خلال ممتص سميك جداً من الرصاص اي من طاقات اشعة كاما سوف تخرج بأكبر شدة نسبية ؟

3 _ 20 مصدر مشع تنبعث منه اشعاعات بيتا بطاقة 1 _ Mev وكاما بطاقة 1 _ Mev ايضاً فاذا كان الكشاف المتوفر لدينا حساس لكل من اشعاعات بيتا وكاما كيف تقترح طريقة لجعل الكشاف غير حساس لاشعة بيتا في نفس الوقت الذي يسمح فيه بالكشف عن الجزء الاكبر من اشعة كاما ؟

3 _ 21 حزمة من اشعة كاما تسقط على صفيحة من الذهب فاذا كانت بعض الالكترونات تخرج بطاقة حركية مقدارها 0.7 Mev وعلى افتراض ان هذه الالكترونات لم تتعرض لاستطارة ثانية او لتعجيل تناقصي فهل يمكن ان تعين فيما اذا كانت هذه الالكترونات هي كهروضوئية أم الكترونات كومبتون او ناتجة عن توليد الازواج وما هي الزاوية التي تصنعها هذه الالكترونات مع حزمة اشعة كاما عند تولدها ؟

3 _ 22 اثبت ان الفوتون لا يستطيع نقل كل طاقته الى الكترون طليق ؟

2 _ 23 اثبت ان الفوتون (الذي طاقته تزيد على $2m_0c^2$) لا يمكن ان يتحول الى زوج الكترون _ بوزترون في الفراغ ؟

3 _ 24 اثبت انه في التأثير الكهروضوئي على الذرات الطليقة (في الغازات احادية الذرة مثلاً) ان طاقة ارتداد الذرة هي في حدود $(m_0/M_0)T_e$ حيث m_0 و M_0 هي كتل السكون لكل من الالكترون والذرة على التوالي و

T_e هي الطاقة الحركية للالكترون الضوئي وعلى افتراض ان طاقة اشعة كاما هي اكبر بكثير من طاقة الالكترون المنطلق عن الذرة ؟

3 _ 25 كاشف يوديد الصوديوم يتكون من مكعب طول ضلعه 7 سنتمتر تم قصفه بحزمة دقيقة من اشعة كاما بصورة عمودية على احد اوجه المكعب (أ) ما هي نسبة اشعة كاما التي يتم الكشف عنها (ب) ما هي نسبة اشعة كاما التي تظهر في كل من القمم الضوئية وتوزيع كومبتون وقمم توليد الازواج (وعلى اعتبار انه ليس هناك اعادة امتصاص لفوتونات كومبتون المستطارة او فوتونات الفناء) الى كمية الاشعة الكلية التي تم الكشف عنها (c) اعط تقديراً لنسب عدد حوادث توليد الازواج على مدى قمة الطاقة (الضوئية) الكامل لحالات قمة الهروب الواحد وقمة الهروبين . قارن مع الشكل 26 _ 3 (يمكن الحصول على معاملات التضعيف للفوتونات خلال يوديد الصوديوم بالرجوع الى كتاب Evans, 1955 الفصل 25 البند 1 . ان المعلومات التالية ستكون مفيدة . للفوتونات 0.51 Mev; $\mu = 0.33\ cm^{-1}$ وللفوتونات 2.8 Mev $\mu = 0.135\ cm^{-1}$ و $\mu_E = 2.5 \times 10^{-3}\ cm^{-1}$,

$\mu_P = 0.020 \qquad \mu_C = 0.113$

3 _ 26 احسب طاقة تهيج البوزترونيوم

3 _ 27 ان قطر حجرة السحاب في الشكل 24 _ 3 هو 30 cm هل يمكنك _ ومن خلال استخدام المعلومات الاضافية الموجودة في شرح ذلك الشكل _ ان تحسب القيمة التقريبية للمجال المغناطيسي المسلط ؟

الفصل الرابع

الانحلال الاشعاعي

RADIOACTIVE DECAY

1 ـ 4 مقدمة

ان الجزء المتبقي من هذا الكتاب يتعلق بدراسة حركيات dynamic, النواة او بمعنى اخر دراسة الخواص التي تتغير مع الزمن . ان الانحلال الاشعاعي والتفاعلات النووية يمثلان عمليتي انتقال من حالة ابتدائية معينة الى حالة نهائية اخرى . ان هذه العمليات قد تكون تلقائية الحدوث (الانحلال الاشعاعي) او اصطناعية (التفاعلات النووية) ولهذا فان هناك تشابهاً كبيراً من الناحية النظرية بين هذين النوعين من العمليات . فاذا كانت الطاقة الكلية للحالة النهائية اقل من الطاقة الكلية في الحالة الابتدائية فان التحول يحدث تلقائياً وكلما كان الفرق بين الطاقات اكبر فان سرعة التحول تكون اكبر ايضاً . اما اذا كانت الطاقة الكلية للمجموعة النهائية اكبر من الطاقة الكلية للمجموعة الابتدائية فانه يجب اضافة كمية من الطاقة الى المجموعة الابتدائية لغرض التحفيز على حدوث التحول .

2 ـ 4 النشاط الاشعاعي RADIOACTIVITY

ان النواة التي لها القابلية على بعث اي نوع من الاشعاعات تسمى عادةً بالنواة « الام » Parent nucleus وتسمى النواة الكبيرة التي تبقى بعد الاشعاع بالنواة الوليدة daughter nucleus . ان ابسط حالات الانحلال تكون في حالة كون النواة الوليدة مستقرة اما اذا لم تكن هذه النواة مستقرة فانه سوف يتكون لدينا ما يسمى بسلسلة الانحلال الاشعاعي *radioactive decay chain.*

2 a ـ 4 انحلال نظير مشع واحد Decay of a single radioisotope.

ان الحقيقة التجريبية الاساسية في الانحلال الاشعاعي هي كون احتمال انحلال نواة معينة خلال فترة زمنية قصيرة dt لا يعتمد على اي تأثير خارجي بما في ذلك انحلال اي نواة اخرى في نفس الوقت . ان جميع النوى لمادة معينة يكون لها الاحتمال نفسه في ان تنحل اشعاعياً ولهذا فان مقدار الاحتمال $P(dt)$ للانحلال خلال فترة زمنية قصيرة جداً dt يتناسب فقط مع dt على شرط ان تكون dt صغيرة جداً بحيث ان $P(dt) \ll 1$. ان ثابت التناسب λ, يسمى ثابت الانحلال *decay constant,* وهو يعتمد على المادة ونوع الانحلال decay modes. ولهذا فانه يمكن القول بان : ـ

$$P(dt) = \lambda\, dt \qquad (4-1)$$

ولحساب احتمال بقاء نواة معينة بدون انحلال لفترة زمنية t فاننا نقسم هذه الفترة الى n من الفترات ، كل منها هو dt. وبذلك يكون احتمال بقاء النواة خلال الفترة الاولى بدون انحلال هو : ـ

$$1 - P(dt)$$

واحتمال بقائها لفترة ثانية هو $[1 - P(dt)]^2$

واحتمال بقائها n من الفترات هو $[1 - P(dt)]^n$

وباستخدام المعادلة (4 ـ 1) يمكننا ان نكتب الكمية اعلاه كما يلي : ـ

$$(1 - \lambda\, dt)^n = \left(1 - \frac{\lambda t}{n}\right)^n \xrightarrow[dt\to 0]{n\to\infty} e^{-\lambda t} \qquad (4-2)$$

وهذه الكمية تمثل احتمال بقاء النواة لفترة زمنية t بدون انحلال واذا كان عدد النوى الموجودة اصلاً هو N_0 فان العدد المحتمل ان يبقى منها بعد زمن مقداره t هو

$$N = N_0 e^{-\lambda t}$$

ويمكننا اشتقاق المعادلة اعلاه بطريقة ابسط وذلك بملاحظة انه اذا كان لدينا عدد من النوى N فان عدد النوى التي يمكن ان تنحل خلال الفترة dt هو : ـ

$$-dN = P(dt)N = \lambda\, dtN \qquad (4-4)$$

وتظهر الاشارة السالبة لان كل انحلال يؤدي الى تقليل N. وباجراء التكامل على المعادلة (4 ـ 4) نحصل مباشرة على المعادلة (4 ـ 2) .

ان المعادلة (4 ـ 4) لا تعني بالضرورة انه في كل فترة زمنية dt يكون عدد النوى المنحلة هو dN بالضبط . انها تعني فقط ان العدد الاكثر احتمالاً في ان ينحل هو dN ذلك لان المعادلة (4 ـ 1) هي تعبير عن الاحتمال ومن السهل

اثبات وجود اختلافات في الفترة الزمنية بين انحلالين متعاقبين او بعبارة اخرى وجود تغير في عدد النوى التي تنحل خلال فترة زمنية معينة في عينتين ذات نفس العدد من الذرات .

والان لو كان لدينا N من النوى فان المعادلة (4 ـ 4) تبين ان المعدل الزمني بين انحلالين متعاقبين هو : ـ

$$\bar{t} = \frac{dt}{|dN|} = \frac{1}{\lambda N} \qquad (4-5)$$

واذا كانت $\bar{t}$ قصيرة بالمقارنة مع $1/\lambda$, فان احتمال حدوث انحلال واحد من المجموعة ككل خلال فترة زمنية مقدارها dt هو $dt/\bar{t}$. ان احتمال عدم حدوث انحلال خلال فترة زمنية معينة t عندما تكون $t(\ll 1/\lambda)$ تساوي $(1 - dt/\bar{t})^{t/dt}$, وبالاعتماد على الاسباب نفسها التي أدت الى المعادلة (4 ـ 2) فإنه يمكن القول بان احتمال عدم حدوث انحلال خلال الفترة الزمنية t وانحلال واحد خلال الفترة ما بين t, و $t + dt$ هو :

$$\left[1 - \frac{dt}{\bar{t}}\right]^{t/dt} \frac{dt}{\bar{t}} \xrightarrow[dt\to 0]{} e^{-t/\bar{t}} \frac{dt}{\bar{t}} \qquad (4-6)$$

ان هذا المقدار يبين توزيع الفترات الزمنية بين الانحلالات المتتالية ويبين ان احتمال حدوث انحلالات متتالية ما بين فترات قصيرة هو اكبر من احتمال حدوثها ما بين فترات طويلة .

من هنا يظهر انه وفي فترات متتالية ومتساوية فان عدد النوى التي تنحل يجب ان يحتوي على تباينات احصائية حول معدل معين (مع اهمال تأثير النقص الحاصل في عدد النوى نتيجة الانحلال) ومن الممكن اثبات انه اذا كان الاحتمال الاكبر هو انحلال N_1, من النوى خلال زمن مقداره t_1 فان هناك احتمالاً مقداره 68 بالمئة في ان يكون العدد الحقيقي للانحلالات محصوراً ما بين $N_1 - \sqrt{N_1}$ و $N_1 + \sqrt{N_1}$.

ان العمر النصفي للانحلال الاشعاعي هو عبارة عن الزمن اللازم ليصبح عدد النوى غير المنحلة نصف عددها الاصلي (قارن مع المعادلة (3 ـ 35))

$$t_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \qquad (4-7)$$

ان معدل العمر τ هو معدل الزمن الذي تبقى خلاله النوى بدون انحلال اشعاعي ومن المعادلات (3 _ 4) و (4 _ 4) نحصل على

(4 _ 8)

$$\tau = \frac{\int t\,dN}{\int dN} = \frac{\int_0^\infty t N_0 e^{-\lambda t}\,\lambda\,dt}{N_0}$$

$$= \frac{1}{\lambda}$$

ان الانحلال الاشعاعي للنواة يتميز بانبعاث ما يسمى بجسيم الانحلال decay particles (اشعاع الفا او بيتا او كاما) . ان عدد الجسيمات المنبعثة dN_r من نموذج يحتوي على N من النوى في فترة زمنية مقدارها dt هو

$$dN_r = -dN = \lambda N\,dt \qquad (3-9)$$

ان عدد الجسيمات المنبعثة في وحدة الزمن يسمى بالفعالية *activity.* ومن المعادلات (6 _ 4) و (2 _ 4) تكون الفعالية

$$\frac{dN_r}{dt} = \lambda N$$
$$= \lambda N_0 e^{-\lambda t}$$
$$= \left(\frac{dN_r}{dt}\right)_0 e^{-\lambda t}$$

ان الوحدات المستعملة لقياس الفاعلية هي الكوري Curie

(1 10^{10} = 3.7×10^{10} تحلل لكل ثانية) والرذرفورد

(1 رذرفورد = 10^6 تحلل لكل ثانية) Rutherford

ويمكنه ان يعطي جسيمات الفا وبيتا فأن احتمال التحلل سوف يزداد ويجب جمع احتمالات كل نوع من التحلالات للحصول على الاحتمال الكلي للتحلل وذلك لان هذه العمليات تجري بصورة مستقلة فمثلاً اذا كان النموذج يحتوي على N من النوى فان التغير الحاصل في عددها لفترة زمنية dt لكل من التحللين هو

$$-dN = dN_\alpha + dN_\beta$$
$$= \lambda_\alpha N\,dt + \lambda_\beta N\,dt \qquad (4-11)$$

وباجراء التكامل نحصل على

$$N = N_0 e^{-(\lambda_\alpha + \lambda_\beta)t} = N_0 e^{-\lambda_{tot} t} \qquad (4-12)$$

وتسمى الكمية $\lambda_\alpha/\lambda_{tot}$. بنسبة التفرع . branching ratio إن القيمة العملية للعمر النصفي للنواة هو : $(\ln 2)/\lambda_{tot}$.

اما فعالية الفا فهي : -

$$\frac{dN_\alpha}{dt} = \lambda_\alpha N$$
$$= \lambda_\alpha N_0 e^{-(\lambda_\alpha + \lambda_\beta)t} \qquad (4-13)$$

وينطبق الشيء نفسه على تحليل بيتا . ان التحلل يتأثر بالمقدار $\lambda_\alpha + \lambda_\beta$ لان النوى سوف تستمر في اعطاء تحلل بيتا حتى وان كنا فقط ندرس تحلل الفا (قارن مع المعادلة (38 _ 3))

2b _ 4 انتاج النظائر المشعة بواسطة القصف النووي

لو فرضنا اننا قمنا بقصف مادة معينة بالنيوترونات وتولد نتيجة هذا القصف نظير مشع بنسبة ثابتة مع الزمن مقدارها Q. فان هذا النظير المشع المتولد سوف ينحل بسرعة مقدارها λN حيث N عدد النوى الموجودة والنشطة اشعاعياً لذلك فان مقدار التغير الصافي في N هو : -

(4 _ 14)

$$\frac{dN}{dt} = Q - \lambda N$$

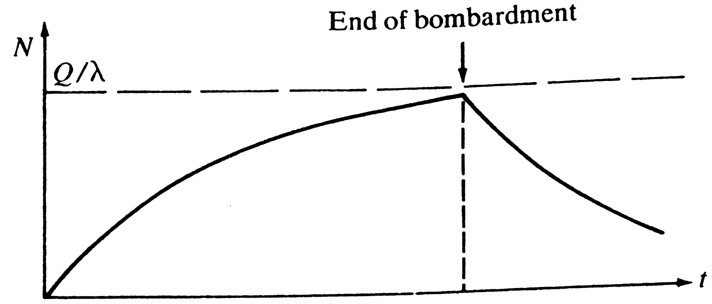
$$\frac{dN}{Q - \lambda N} = dt$$

$$\frac{d(Q - \lambda N)}{Q - \lambda N} = -\lambda\,dt$$

وباجراء التكامل نحصل على $Q - \lambda N = (Q - \lambda N)_{t=0} e^{-\lambda t}$

واذا كانت $N_{t=0} = 0$ فان

$$N = \frac{Q}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t}) \qquad (4-16)$$



الشكل 1 ـ 4 انتاج النظائر المشعة بواسطة القصف النووي .

وعند توقف عملية القصف مباشرة فان النظير المشع يبدأ بالتحلل حسب المعادلة (2 ـ 4) . ان علاقة عدد النوى المشعة مع الزمن موضحة في الشكل 1 ـ 4 ويلاحظ انه ليس هناك ضرورة لاستمرار عملية القصف لفترة تزيد مرتين او ثلاث مرات بقدر نصف العمر وذلك لانه تتكون ما بين $\frac{3}{4}$ و $\frac{7}{8}$ من الحد الاعلى للنوى المشعة (Q/λ) خلال هذه الفترة . ان فعالية النموذج المتكون بهذه الطريقة هي λN, وليس $-dN/dt$.

2c ـ 4 انتاج النظائر المشعة بواسطة انحلال النواة الام

Production of a radioisotope by a decaying parent.

لنفرض ان النواة الام 1 تنحل اشعاعياً بثابت انحلال مقداره λ_1 وينتج عن ذلك نواة وليدة 2 واشعاع r_1 ولنفترض ايضاً ان النواة الوليدة تنحل بدورها بثابت انحلال مقداره λ_2 وتعطي نواة وليدة مستقرة 3 واشعاع r_2.

$$1 \xrightarrow{\lambda_1} 2 + r_1, \qquad 2 \xrightarrow{\lambda_2} 3 + r_2$$

والان لو اعتبرنا ان N_1, N_2, و N_3 هي اعداد النوى الموجودة على التوالي عند اللحظة الزمنية t, فاننا نجد

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 \qquad (4\text{-}17)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \qquad (4\text{-}18)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = \lambda_2 N_2 \qquad (4\text{-}19)$$

ولاجل اشتقاق المعادلة (18 ـ 4) علينا فقط ان نتذكر بان كل نواة من النوع 1 تنحل فانها تعطي نواة من النوع 2 وبما ان 2 هي ايضاً فعالة اشعاعياً فانها ستنحل ايضاً

والان لو فرضنا ان N_{10} هو العدد الاصلي للنوى 1 الموجودة ضمن المعادلة (17 ـ 4) نحصل على (راجع المعادلة (3 ـ 4))

$$N_1 = N_{10}e^{-\lambda_1 t} \qquad (4 - 20)$$

وبالتعويض في المعادلة (18 ـ 4) ينتج :

$$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t} \qquad (4 - 21)$$

ان الحل العام لهذه المعادلة التفاضلية غير المتجانسة يتكون من الحل العام للمعادلة المتجانسة

$$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 = 0 \qquad (4 - 22)$$

مضافاً اليه حل خاص للمعادلة الاصلية (21 ـ 4) . ان الحل العام للمعادلة (22 ـ 4) هو

$$N_2 = Ce^{-\lambda_2 t} \qquad (4 - 23)$$

حيث C هو ثابت يمكن ايجاده بمقارنة الشروط الاصلية . ان الحل الخاص للمعادلة (21 ـ 4) يكون من النوع $N_2 = Ke^{-\lambda_1 t}$ وبالتعويض في المعادلة (21 ـ 4) ينتج أن $K = N_{10}\lambda_1/(\lambda_2 - \lambda_1)$. ولذلك فان الحل العام للمعادلة (21 ـ 4) هو

$$N_2 = \frac{N_{10}\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} + Ce^{-\lambda_2 t} \qquad (4 - 24)$$

واذا اعتبرنا انه لم يكن هناك اصلاً اي نوى من النوع 2 فانه يمكن ايجاد الثابت C لنتوصل الى

$$N_2 = \frac{N_{10}\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \qquad (4 - 25)$$

وبالتعويض في المعادلة (19 ـ 4) واجراء التكامل مباشرة نحصل على

$$N_3 = \frac{N_{10}\lambda_1\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}\left(\frac{e^{-\lambda_1 t}}{-\lambda_1} - \frac{e^{-\lambda_2 t}}{-\lambda_2}\right) + C' \qquad (4 - 26)$$

واذا كانت $N_3 = 0$ عندما $t = 0$ فانه من الممكن ايجاد C' وبذلك تصبح

$$N_3 = \frac{N_{10}\lambda_1\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}\left(\frac{1 - e^{-\lambda_1 t}}{\lambda_1} - \frac{1 - e^{-\lambda_2 t}}{\lambda_2}\right) \qquad (4 - 27)$$

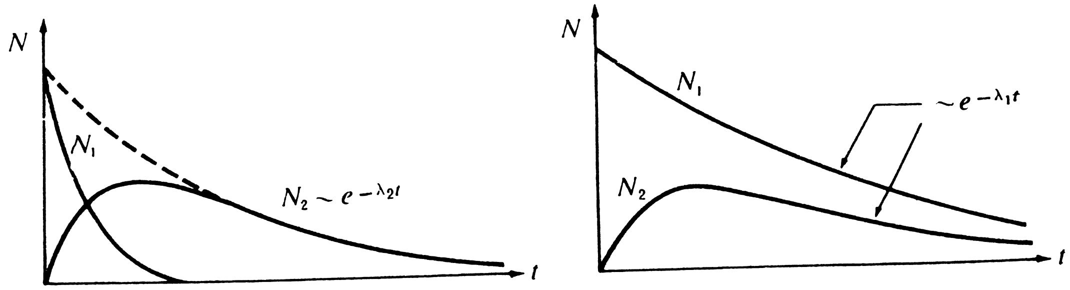
$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$

4 ـ 2 d حالات خاصة Special cases.

اذا كانت النواة الام 1 في المثال السابق ذات عمر نصفي قصير بالنسبة لنصف عمر النواة المتولدة 2 اي أن $\lambda_1 > \lambda_2$, فانه يمكن القول بانه وبعد فترة زمنية طويلة $t(\gg 1/\lambda_1)$ تكون $e^{-\lambda_1 t} \ll e^{-\lambda_2 t}$ وبذلك تصبح المعادلة (25 ـ 4)

$$N_2 \approx \frac{N_{10}\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{-\lambda_2 t}$$

وبذلك يكون انحلال النواة 2 معتمداً الى حد بعيد على نصف عمرها فقط وهذا موضح بصورة تخطيطية في الشكل a 2 ـ 4



(a) (b)

الشكل 2 ـ 4 (a)انحلال نواة وليدة مشعة (b) النواة الام ذات نصف عمر قصير (c) النواة الام ذات نصف عمر كبير .

اما اذا كانت النواة الام ذات نصف عمر اطول بكثير من نصف عمر النواة الوليدة 2 اي أن $\lambda_2 > \lambda_1$, فانه وبعد فترة زمنية طويلة $t(\gg 1/\lambda_2)$ يصبح ان انحلال النواة 2 بعد فترة طويلة نسبياً سوف يعتمد على نصف عمر النواة 1 كما هو مبين في الشكل $2b$ ـ 4 وفي هذه الحالة تكون : ـ

$$\frac{N_2}{N_1} \approx \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \qquad (4 - 30)$$

كذلك تكون

$$\frac{\lambda_2 N_2}{\lambda_1 N_1} = \frac{\text{activity of 2}}{\text{activity of 1}}$$

$$\approx \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \qquad (4 - 31)$$

ان هذه الحالة تسمى بالتوازن الانتقالي .*transient equilibrium* وإذا كانت $\lambda_1 \ll \lambda_2$, فان الفعاليات سوف تتساوى وبذلك نحصل على توازن متأخر *secular equilibrium*

3 ـ 4 سمك الحالات المنحلة WIDTHS OF DECAYING STATES

ان الانحلال الآني للحالات النووية يمكن دراسته من وجهة نظر ميكانيك الكم وذلك باعتبار أن العمر النصفي المحدد للحالة النووية يؤدي بالضرورة الى مقدار من اللا تحديد uncertainty في طاقتها ولذلك فانه وفي اية تجربة لقياس طاقة مستوي للطاقة فاننا سنحصل على تباين في مقدار الطاقة المقاسة وان مقدار هذا التباين يسمى بالسمك *width,* ومن المعادلة (163 ـ 2) يكون

$$\Gamma = \hbar\lambda = \frac{\hbar}{\tau} \qquad (4 - 32)$$

حيث تمثل τ معدل عمر الحالة النووية (راجع المعادلة (8 ـ 4)) وسوف نقوم باشتقاق هذه العلاقة فيما يلي

ان معدل عمر الانحلال يتراوح ما بين 10^{-6} ثانية الى 10^{16} سنة ولكن حتى بالنسبة للحد الادنى لمعدل العمر فانه يعتبر اكبر من الفترة الزمنية التي يستغرقها النيوكليون لقطع النواة من جهة الى اخرى ولذلك ومن وجهة النظر هذه فانه يمكن اعتبار النواة حالة مستقرة بحيث يمكن ان نكتب لها دالة موجة من النوع المعطى في المعادلة (16 ـ 2)

$$\Psi(\mathbf{r},t) = \psi(\mathbf{r})e^{-(iW/\hbar)t} \qquad (4 - 33)$$

حيث تمثل $\mathbf{r}$ كل الاحداثيات للنواة بصورة رمزية وتمثل W الطاقة الكلية (او الكتلة) للنواة

ولكن مع هذا فان النواة تنحل فعلاً ولذلك فان احتمال وجودها داخل حيز معين يجب ان يقل مع مرور الزمن حسب المعادلة (2 ـ 4) وذلك يعني ان Ψ يجب ان تكون لها الخاصية : ـ

$$|\Psi(\mathbf{r},t)|^2 = |\Psi(\mathbf{r}, t=0)|^2 e^{-\lambda t} \qquad (3 - 34)$$

حيث λ. هي ثابت الانحلال .

ان التعويض في المعادلة (34 ـ 4) يظهر ان W يجب ان تكون كمية خيالية ولو سمينا الجزء الحقيقي منها E_0, فاننا ومن مقارنة المعادلات (33 ـ 4) و (34 ـ 4) نجد ان

$$W = E_0 - \tfrac{1}{2} i\hbar\lambda \qquad (4 - 35)$$

او ان

$$\Psi(\mathbf{r},t) = \psi(\mathbf{r}) e^{-i(E_0/\hbar)t - \lambda t/2} \qquad (4 - 36)$$

لذلك يمكن القول بان الحالة المنحلة هي ليست حالة ذات طاقة محددة E من النوع $\psi(\mathbf{r})e^{-i(E/\hbar)t}$ ولكن مع ذلك فان من الممكن تمثيلها على انها ناتجة جمع عدد من الحالات مختلفة في الطاقات اختلافات بسيطة E, ولكل من هذه الحالات سعة معينة $A(E)$ اي ان

$$\Psi(\mathbf{r},t) = \psi(\mathbf{r}) \int_{-\infty}^{\infty} A(E) e^{-i(E/\hbar)t}\, dE \qquad (4 - 37)$$

وباستخدام طريقة تحليل فوريير Fourier analysis, يمكننا اثبات ان جميع الطاقات تكون متجمعة حول معدل قيمة E_0 مع تباين $\hbar\lambda$. ومن مساواة المعادلات (4 – 36) و (4 – 37) يمكن حساب $A(E)$ من العلاقة

$$e^{-\lambda t/2} = \int_{-\infty}^{\infty} A(E) e^{-i[(E-E_0)/\hbar]t}\, dE \qquad (4 - 38)$$

وحسب نظرية فوريير فان اي دالة حسنة التصرف $f(t)$ يمكن كتابتها بالشكل

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \lim_{\Omega \to \infty} \int_{-\Omega}^{\Omega} e^{-i\omega t}\, d\omega \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t'} f(t')\, dt' \qquad (4 - 39)$$

وبتطبيق هذه العلاقة على الدالة $e^{-\lambda t/2 - i(E_0/\hbar)t}$, نحصل على

$$A(E) = \frac{1}{2\pi\hbar} \int_0^{\infty} e^{[i(E-E_0)/\hbar - \lambda/2]t'}\, dt' \qquad (4 - 40)$$

$$= \frac{i}{2\pi} \frac{1}{E - E_0 + i\hbar\lambda/2}$$

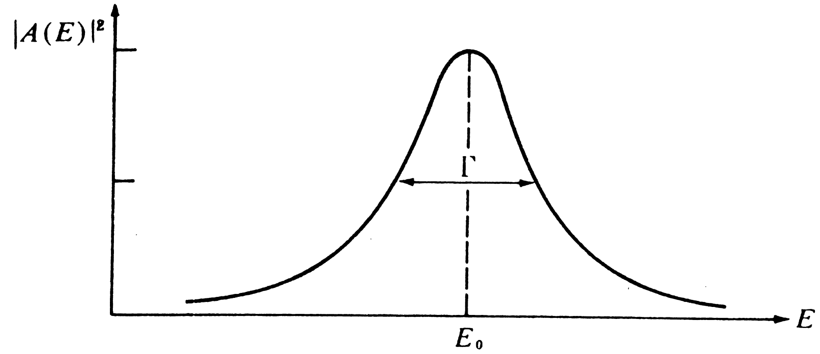
حيث تم افتراض لحظة تحضير المجموعة المنحلة على انها $t = 0$. ان احتمال ايجاد المجموعة عند طاقة معينة E يتناسب مع المربع المطلق للسعة $A(E)$

$$|A(E)|^2 = \frac{1}{4\pi^2} \frac{1}{(E - E_0)^2 + (\hbar\lambda/2)^2}$$

ان هذا المنحني مبين في الشكل (3 – 4) وله شكل لورنتزي Lorentzian shape. كما أن له قمة عند طاقة E_0 وسمك Γ مقاساً ما بين نقاط نصف اقصى ارتفاع ويمكن حسابه من المعادلة (4 – 32) وذلك بالتعويض بالقيم العددية حيث

$$\Gamma \text{ (in ev)} = 0.66 \times 10^{-15}/\tau \text{ (in sec)}$$
$$= 0.46 \times 10^{-15}/t_{\frac{1}{2}} \text{ (in sec)}$$

حيث $t_{\frac{1}{2}}$ ثا هو العمر النصفي



الشكل 3 – 4 احتمال ايجاد حالة منحلة ذات طاقة معينة E . ان هذه الحالة لها سمك $\Gamma = \hbar\lambda$ حيث λ هي ثابت الانحلال .

4 – 4 انحلال كاما GAMMA DECAY

ان من الممكن ان تصل نواة معينة الى حالة تهيج ما بعدة طرق . ان انحلالات الفا او بيتا مثلاً قد يتركان النواة الوليدة وهي في حالة تهيج كما يمكن توليد النوى المتهيجة بواسطة التفاعلات النووية ايضاً .

ان النواة المتهيجة يمكنها دائماً ان تنحل الى حالة اوطأ من الطاقة وذلك عن طريق انبعاث الاشعاع الكهرومغناطيسي او بواسطة عملية التحول الداخلي internal conversion (والذي سيتم شرحه في البند 4e – 4) . ففي ابسط الحالات التي تكون فيها الحالات الابتدائية والنهائية هي مستويات طاقة البروتون فان الانحلال هو عبارة عن انتقال البروتون من مستوى اعلى للطاقة الى مستوى اوطأ . ان هذه العملية مشابهة لانتقال الكترون في ذرة متهيجة من مستوى عالٍ الى مستوى اوطأ والتي تكون مصحوبة ايضاً بانبعاث اشعاع كهرومغناطيس او انبعاث الكترون ثانوي ولكن يمكن القول بصورة عامة بان الحالات النووية ليست حالات جسيم واحد single-particle states (لاحظ الشكل 30 – 2) ولذلك فانه يتوجب حصول اعادة لترتيب النيوكليونات في النواة عند حصول تحلل كاما

ان اهم الظواهر المصاحبة لانبعاث امواج كهرومغناطيسية يمكن فهمها باستخدام المبادئ الكلاسيكية المشتقة من معادلات ماكسويل ولكننا نحتاج الى استخدام ميكانيك الكم لاجل استيعاب التفاصيل الدقيقة الاخرى . ان الفروق الموجودة في قيم البرم الزاوي واختلاف التناظرات بين الحالات النووية المشتركة في عملية الانحلال

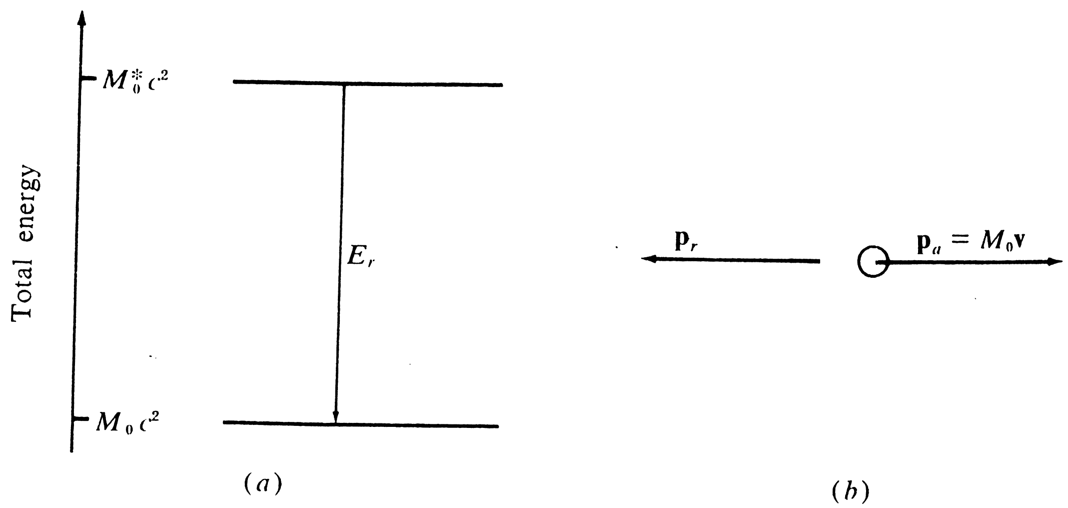
تلعب ادواراً اساسية ومهمة في حساب احتمال حدوث الانحلال وسوف ندرس هذه الناحية بعد شرح موجز لحساب الطاقات

4a ـ 4 حساب الطاقات في انحلال كاما .Energetics of gamma decay

لو افترضنا ان كتلة السكون للنواة الام هي M_0^* وكتلة النواة الوليدة هي M_0، فانَ تطبيق قوانين حفظ الطاقة والزخم تعطي

$$M_0^* c^2 = M_0 c^2 + E_r + T_a \qquad (4-43)$$

$$0 = \mathbf{p}_r + \mathbf{p}_a \qquad (4-44)$$



الشكل 4 ـ 4 . انحلال كاما للنواة .(a) مخطط مستويات الطاقة .(b) رسم الزخم حيث $\mathbf{p}_r$ و E_r هي زخم وطاقة اشعاع كاما .

ويمكننا اعتبار سرعة الارتداد للنواة قليلة بحيث يمكننا استخدام المعادلات غير النسبية لحساب T_a.

$$(4-45)$$

$$T_a = \frac{p_a^2}{2M_0} = \frac{p_r^2}{2M_0} = \frac{E_r^2}{2M_0c^2}$$

وباستخدام المعادلات (1 ـ 2) و (3 ـ 2) حيث ان E_r تكون عادة في حدود 2 Mev و A حوالي E_r فان

$$T_a = \frac{2^2}{2 \times 50 \times 930}\ \text{Mev} \approx 40\ \text{ev}$$

ويمكن اعتبار هذه الكمية صغيرة لمعظم الاغراض العملية بحيث يمكن ان تهمل وبذلك تكون طاقة الفوتون هي

$$E_r \approx (M_0^* - M_0)c^2 \qquad (4-46)$$

4b ـ 4 ثابت انحلال كاما .Decay constant for gamma decay

ان انحلال كاما لاي نواة متهيجة يحتاج الى فترة زمنية معينة وكما هو الحال بالنسبة للذرات المتهيجة . ان انصاف اعمار الذرات المتهيجة يكون عادة في حدود 10^{-8} ثانية في حالات وجود فجوة متكونة عن انبعاث الكترون من احدى المستويات الداخلية للذرة . ان الحالات النووية المتهيجة تكون لها انصاف اعمار بالنسبة لعملية انبعاث فوتونات كاما تتراوح ما بين 10^{-16} ثانية الى ما يزيد عن 100 سنة .

ان انصاف الاعمار هذه يمكن تقديرها نظرياً وبصورة تقريبية بناء على اعتبارات شبه كلاسيكية . فبستعمال معادلات ماكسويل يمكن اثبات ان اي شحنة e ممثلة بنقطة وواقعة تحت تأثير تعجيل فانها سوف تشع اشعاعات كهرومغناطيسية ويكون مقدار الاشعاع المنبعث في وحدة الزمن وبالوحدات الكهروستاتيكية هو : -

$$\frac{dE}{dt} = \frac{2}{3}\frac{e^2a^2}{c^3} \qquad (4-47)$$

حيث $a = (a_x^2 + a_y^2 + a_z^2)^{\frac{1}{2}}$ وهو عبارة عن تعجيل الشحنة . ان هذه المعادلة لا تطبق اذا كان لدينا توزيع للشحنة على جسم ذي ابعاد معينة لانه في هذه الحالة يجب اخذ تأثير التداخلات بنظر الاعتبار . ولاجل بناء نموذج بسيط لعملية الانبعاث فاننا يمكن ان نتصور ان الشحنة التي تقوم بالاشعاع (الالكترون في الذرة او البروتون في النواة) تتذبذب بحركة توافقية بسيطة

$$x = x_0 \cos \omega t \qquad (4-48)$$

وكذلك الحال بالنسبة الى y و z. كما انه من المعقول ايضاً ان نختار سعة كل من هذه الحركات بحيث

$$x_0^2 + y_0^2 + z_0^2 \approx R^2 \qquad (4-49)$$

حيث R هو نصف قطر الذرة او النواة وبذلك تصبح

$$a \approx R\omega^2 \cos \omega t \qquad (4-50)$$

وبالتعويض في المعادلة (47 _ 4) فاننا نحصل على اشعاع الطاقة محسوباً على عدة ذبذبات .

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{ave}} \approx \frac{e^2R^2\omega^4}{3c^3} \qquad 4-51$$

وذلك لان

since $(\cos^2 \omega t)_{\text{ave}} = \frac{1}{2}$

ومع ان هذه المعادلة قد تم اشتقاقها من معادلات كلاسيكية الا انه يجب ان نأخذ بنظر الاعتبار ان الاشعاع الكهرومغناطيسي قد تم انبعاثه بشكل فوتونات ولاجل الانتقال من النظرية الكلاسيكية الى ميكانيك الكم فاننا يمكن ان نتصور بان كل فوتون قد تم انبعاثه خلال فترة زمنية τ ولذلك فان معدل سرعة انبعاث الطاقة هو :

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{ave}} = \frac{h\nu}{\tau} \qquad (4-52)$$

حيث اننا نربط τ بمعدل عمر انحلال كاما؛ $\tau = 1/\lambda_\gamma$; راجع المعادلة (8 _ 4) (ويجب عدم الخلط بين طول الموجة λ_r للاشعاع الكهرومغناطيسي وثابت الانحلال λ_γ) وبالتعويض في المعادلة (51 _ 4) وملاحظة ان $\omega = 2\pi\nu$, نحصل على

$$\lambda_\gamma \approx \frac{e^2R^2E_r^3}{3\hbar^4c^3} \qquad (4-53)$$

ويلاحظ بان كتلة الجسيم المشع لا تدخل في هذه المعادلة وبتطبيق هذه المعادلة على الذرة $(R \approx 10^{-8}$ cm$)$ والتي تشع فوتون ذا طاقة 1-ev وعلى نواة $(R \approx 5 \times 10^{-13}$ cm$)$ تشع فوتون طاقته 1-Mev نجد انه وفي حالة الذرة

$$\lambda_\gamma \approx \frac{(4.80 \times 10^{-10})^2(10^{-8})^2(1.60 \times 10^{-12})^3}{3(1.05 \times 10^{-27})^4(3 \times 10^{10})^3} \approx 10^6 \text{ sec}^{-1}$$

$$t_{\frac{1}{2}} \approx 7 \times 10^{-7} \text{ sec}$$

وبالنسبة للنواة : ـ

$$\lambda_\gamma \approx \frac{(4.80 \times 10^{-10})^2(5 \times 10^{-13})^2(1.60 \times 10^{-6})^3}{3(1.05 \times 10^{-27})^4(3 \times 10^{10})^3} \approx 2 \times 10^{15} \text{ sec}^{-1}$$

$$t_{\frac{1}{2}} \approx 3 \times 10^{-16} \text{ sec}$$

ومع أن الاعمار النصفية الذرية هي بالتأكيد مقاربة للقيمة المحسوبة اعلاه وكذلك هي الحالة مع بعض الاعمار النصفية النووية التي قد تكون قصيرة كما هو متوقع الا أن التباين الواسع في الاعمار النصفية النووية بالنسبةلانحلال كاما يؤدي بنا الى ملاحظة أن هناك تأثيرات اخرى مهمة لم تدخل حساباتنا في المعادلة (53 ـ 4)

4c ـ 4 تأثيرات ميكانيك الكم Quantum-mechanical effects.

لقد اوضحنا سابقاً بأنه وعند دراسة المجموعات الذرية والنووية فان موضع اي جسم من الجسيمات هو اصطلاح غير كامل المعنى حيث أن هذا الموضع لا يمكن ايجاده بدون احداث تغيير معين في المجموعة (قاعدة اللا تحديد لها نيربنرك) ولذلك فان الكمية التي يمكن ايجادها هي احتمال تواجد الجسم داخل عنصر الحجم $dx\,dy\,dz$ او بمعنى آخر $\Psi^*\Psi dx\,dy\,dz.$ وقد بينا في البند 2 ـ 2 ان هذه الكمية لا تعتمد على الزمن في حالة كون الجهد غير معتمد على الزمن ايضاً

ان قيام مجموعة معينة ببعث الاشعاع الكهرومغناطيسي يعني أنها معرضة الى جهد معتمد على الزمن وهذا الجهد يتكون من تأثيرات المجالات الكهربائية والمغناطيسية المتذبذبة والتي تصبح المجموعة ككل مغمورة فيها ولهذا فان الكمية $\Psi^*\Psi$ سوف لا تبقى غير معتمدة على الزمن (لاحظ المعادلة (34 ـ 4)) . ان استخدام حسابات ميكانيك الكم لدراسة عملية الانبعاث وعلى اعتبار أن المجموعة الابتدائية هي i والمجموعة النهائية هي f يدل على انه يجب استبدال الاحداثي x في المعادلة (48 ـ 4) بما يسمى بعنصر مصفوفة الانتقال *transition matrix element*

$$\int \Psi_f^* x \Psi_i \, dx\,dy\,dz + \text{c.c.} = \left[\int \psi_f^* x \psi_i \, dx\,dy\,dz\right] e^{i[(E_f - E_i)/\hbar]t} + \text{c.c.}$$

$$= x_{fi}e^{-i\omega t} + \text{c.c.} \qquad (4-54)$$

حيث تم تطبيق الشرط $\hbar\omega = E_i - E_f$ وبذلك يصبح x_{fi} هو الاصطلاح المختصر لعنصر مصفوفة الانتقال غير المعتمد على الزمن (time-independent) matrix element وهو المقدار الموجود داخل القوس . ان الحروف c.c. تعني المرافق المعقد complex conjugate للكمية التي تسبقها وبذلك فان معادلة احتمال حصول الانتقال المشابهة للمعادلة (53 ـ 4) تصبح : ـ

$$\lambda_\gamma = \frac{4e^2(|x_{fi}|^2 + |y_{fi}|^2 + |z_{fi}|^2)E_r^3}{3\hbar^4c^3} \qquad (4-55)$$

والآن فانه من المهم دراسة بعض خواص عنصر المصفوفة

$$x_{fi} = \int \psi_f^* x \psi_i \, dx\, dy\, dz \qquad (4-56)$$

ان الخاصية الاولى لعنصر المصفوفة وباعتباره كمية فيزياوية يمكن قياسها هي كونه لا يعتمد على الاحداثيات المستخدمة بل يجب أن تكون له نفس القيمة في احداثيات اليمين او اليسار بعبارة أخرى فانه يجب أن لا يتغير بتأثير عامل التناظر parity operation (البند 2h – 2) . $x \to -x,\ y \to -y,\ z \to -z.$
فاذا كانت كل من الحالة الابتدائية i والحالة النهائية f لهما نفس التناظر (راجع البند 2h – 2) فاننا ومن المعادلة (56 – 4) نجد أن : –

$$x_{fi} \to -x_{fi} \qquad (4-57)$$

بعد تأثير التناظر ولهذا فانه ولاجل تحقيق هذه العلاقة فان x_{fi} يجب أن يكون صفراً والشيء نفسه ينطبق على y_{fi}, z_{fi} وبهذا تكون $\lambda_\gamma = 0$ حسب المعادلة (55 – 4) . ان هذا الشرط يمثل اول قواعد الاختيار *selection rule*.

إن قواعد الاختيار بصورة عامة هي عبارة عن الشروط الضرورية لحدوث عملية ما وفي هذه الحالة فان الشرط هو أن الحالتين i و f يجب أن يكون لها تناظرات مختلفة لاجل حصول انحلال كاما والتي يحددها عنصر المصفوفة (56 – 4) بهذا (لانه وفي هذه الحالة سوف يصبح $x_{fi} \to x_{fi}$ بتأثير التناظر ولو سمينا التناظر π فان الشرط يصبح

$$\pi_i = -\pi_f \qquad (4-58)$$

لقد ظهر انه حتى اذا كانت تناظرات f و i متعاكسة فان عنصر المصفوفة (56 – 4) سوف يبقى مساوياً للصفر الا اذا كانت متجهات الزخم الزاوي I_i و I_f مختلفة عن بعضها اتجاهياً بمقدار وحدة اتجاهية للزخم الزاوي (بوحدات $\hbar$ طبعاً) اي أن

$$I_i - I_f = \pm 1 \text{ or } 0 \qquad \text{with } I_f = I_i = 0 \text{ forbidden} \qquad (4-59)$$

إن شرط وجود تغير في الزخم الزاوي اثناء عملية الانبعاث يمكن فهمه بواسطة المبادئ الكلاسيكية . ان من الممكن اثبات أن الاشعاعات الكهرومغناطيسية المنبعثة عن شحنة متذبذبة من النوع (48 – 4) تحمل عند انبعاثها زخماً زاوياً وهذا يعني انه في حالة امتصاص هذا الاشعاع بواسطة كرة مفرغة ذات قابلية امتصاص تامة توجد في مركزها الشحنة المتذبذبة فان هذه الكرة سوف تكتسب زخماً زاوياً . إن

الحسابات الكلاسيكية المبنية على معادلات ماكسويل تدل على أن المجموعة المشعة تخسر زخماً زاوياً بصورة مستمرة الا أن حسابات ميكانيك الكم تظهر أنّ التغير في الزخم الزاوي يجب أن يحصل على خطوات منقطعة (نفس الفرق يظهر في عملية اشعاع الطاقة (لاحظ المعادلة 52 – 4))

4d – 4 تصنيف انحلالات كاما Classification of gamma decays.

يظهر لنا من المناقشة السابقة انه لا يمكن حدوث انحلال كاما بين مستويات الطاقة النووية الا اذا كانت هذه المستويات تحقق شروطاً ضيقة (58 – 4) و (59 – 4) . ان اشتقاق هذه الشروط جاء معتمداً على الاعتبار القائل بان الاشعاع الكهرومغناطيسي يتولد من نقطة مشحونة في حالة حركة . ان النواة في الحقيقة هي عبارة عن توزيع متوسع للشحنة يجري داخله تيار يتولد عن الحركة المدارية والحركة البرمية للنيوكليونات ولهذا فان المجالات الكهربائية والمغناطيسية المتولدة اثناء التحول هي اكثر تعقيداً بكثير مما يظهر من المعادلة (47 – 4)

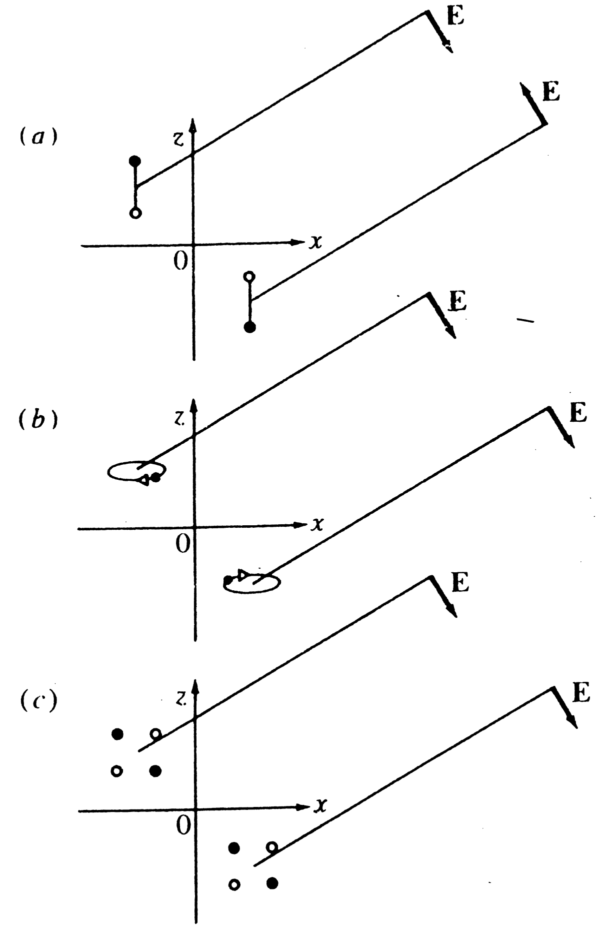
إن توزيع تيار الشحنات يمثل في حسابات الفيزياء الكلاسيكية بشكل حاصل جمع عزوم متعددات الاقطاب *multipole moments* لكل منها ابعاد معينة . إن الشحنة المستقرة e_i مثلاً والموجودة في نقطة (x_i, y_i, z_i) فيها عزوم متعددات الاقطاب تكون لها الابعاد $\sum_i e_i x_i^L$ للعزم الذي رتبته L فمثلاً اذا كانت $L = 0$ فان $\sum_i e_i$ هو عبارة عن الشحنة الكلية . واذا كانت $L = 1$ فان $\sum_i e_i x_i$ هو عبارة عن عزم ثنائي القطب dipole moment للمجموعة واذا كان الجسم يحمل عزماً مغناطيسياً ايضاً بالاضافة الى الشحنة فاننا يمكن ان نمثل التوزيع المغناطيسي بدلالة عزوم متعددات الاقطاب المغناطيسية

إن كل متعدد اقطاب سوف يشع اثناء تذبذب الشحنة مجالاً كهربائياً ومغناطيسياً خاصاً (عدا العزم الذي يمثل $L = 0$) ويمكن تصنيف المجالات التي يتم اشعاعها اولاً بالاعتماد على مرتبة العزم وثانياً بالاعتماد على تأثير التناظر ويجري الحديث عادة عن اشعاع متعدد الاقطاب الكهربائية والمغناطيسية على الرغم من عدم وجود علاقة تناظر بسيطة بين هذا النوع من الاشعاع وبين مجالات متعددات الاقطاب المستقرة . ان الاشعاع الناتج عن ثنائي القطب كالذي اعتبرناه في المعادلة (48 – 4) مثلاً يكون محتوياً على مجال كهربائي تتغير اشارته بتأثير التناظر بينما لا يتغير ذلك في الاشعاع المغناطيسي الناتج عن اهتزاز حلقة تحتوي على تيار كهربائي (لاحظ الشكل 5 – 4)

وعلى الرغم من انه في نظريات الاشعاع الكلاسيكية لا وجود لخاصية التناظر وليس لها اية اهمية معينة الا انه بالتأكيد وعند حدوث الاشعاع الكهرومغناطيسي عن متعدد قطب في حالة ابتدائية i الى حالة نهائية f فانه ينتج عنه تغير من التناظر π_r، فانه حسب قانون حفظ التناظر يكون لدينا : ــ

$$\pi_i = \pi_f \pi_r \qquad (4-60)$$

لقد لوحظ عملياً عند دراسة الانحلالات الكهرومغناطيسية فان هذه القاعدة تنطبق انطباقاً تاماً والى درجة عالية من الدقة كما وجد ايضاً وباستخدام ميكانيك الكم أن اي متعدد اقطاب رتبته L_r سوف يشع اشعاعاً زخمه الزاوي هو $L_r\hbar$



شكل 5 ــ 4 تأثير التناظر على المجال الكهربائي **E** الذي ينتج حسب النظرية الكلاسيكية عن ثنائي القطب الكهربائي (*b*) ثنائي القطب المغناطيسي (*c*) رباعي القطب الكهربائي ولهذا فان تطبق قانون حفظ الزخم الزاوي سينتج عنه .

$$\mathbf{I}_i = \mathbf{I}_f + \mathbf{L}_r \qquad (4-61)$$

إن تغير التناظر يعتمد مباشرة على L_r، حيث

$$\pi_r = (-1)^{L_r} \qquad \text{لاشعاع متعدد القطب الكهربائي}$$

$$\pi_r = -(-1)^{L_r} \qquad \text{لاشعاع متعدد القطب المغناطيسي} \qquad (4-62)$$

الجدول 1 ــ 4 تصنيف اشعاعات كاما

Name	*Abbreviation*	L_r	π_r
Electric dipole	*E*1	1	−1
Magnetic dipole	*M*1	1	+1
Electric quadrupole	*E*2	2	+1
Magnetic quadrupole	*M*2	2	−1
Electric octupole	*E*3	3	−1

الجدول 2 ــ 4 امثلة على انحلالات كاما

Initial state†	*Final state*	*Predominant decay mode*
2^+	0^+	*E*2‡
1^+	0^+	*M*1‡
$\frac{1}{2}^-$	$\frac{1}{2}^+$	*E*1‡
2^+	2^+	*M*1
$\frac{9}{2}^+$	$\frac{1}{2}^-$	*M*4
0^+	0^+	no gamma decay

† The total angular momentum and parity of each state is given.
‡ Only possible decay mode for this transition.

إن الجدول 1 ــ 4 يبين تصنيف بعض الانواع الشائعة من الاشعاعات ونلاحظ أن الاشعاع الذي ورد ذكره في البند 4c ــ 4 هو من النوع $E1$ وعلى الرغم من أن هذا التصنيف قد يبدو معقداً بعض الشيء الا انه يمكن ادخال تبسيط كبير عليه بسبب أنه لا يوجد هناك اكثر من نوع واحد او نوعين من الاشعاعات عادةً على اقصى تقدير في التحلل تكون هي المهمة وذلك لان العلاقة التي تعطي احتمال حصول انحلال كاما : ــ

$$\lambda_\gamma = \lambda_\gamma(E1) + \lambda_\gamma(M1) + \lambda_\gamma(E2) + \cdots \qquad (4-63)$$

تحتوي على حدود كثيرة يجري التخلص منها باستخدام قواعد الاختيار (60 – 4) و (61 – 4) في نفس الوقت الذي يكون فيه الحد الذي يمثل اقل رتبة لمتعدد القطب من الحدود المتبقية اكبر بمقدار 100 الى 10000 مرة . إن الجدول (2 – 4) يمثل تطبيق قواعد الاختيار (61 – 4) و (62 – 4) على بعض الامثلة المحددة

ان التقديرات النظرية لثوابت الانحلال لا يمكن اعتبارها اكثر من أن تكون تقريبية وذلك لان دالة الموجة للنواة والتي تدخل من حساب عناصر مصفوفة الانتقال في المعادلة (56 – 4) معروفة بصورة تقريبية فقط . ان الحسابات التي قام بها دايسكويف لحالة انتقال بروتون واحد من الحالة الاصلية s ولنواة نصف قطرها R قد دلت على أن

$$\lambda_\gamma(EL_r) \approx S\frac{e^2}{\hbar\lambda_r}\left(\frac{R}{\lambda_r}\right)^{2L_r} \qquad (4-64)$$

$$\lambda_\gamma(ML_r) \approx 10\left(\frac{\hbar}{M_p cR}\right)^2\lambda_\gamma(EL_r) \qquad (4-65)$$

حيث M_p هي كتلة البروتون S هو معامل احصائي بحيث

$$S = \frac{2(L_r+1)}{L_r[1\times3\times5\cdots(2L_r+1)]^2}\left(\frac{3}{L_r+3}\right)^2 \qquad (4-66)$$

و λ_r هي طول موجة الاشعاع الكهرومغناطيس مقسوماً على 2π وباستخدام المعادلة (2 – 2) فان

$$\lambda_r(\text{in F}) = \frac{197}{E_r(\text{in Mev})} \qquad (4-67)$$

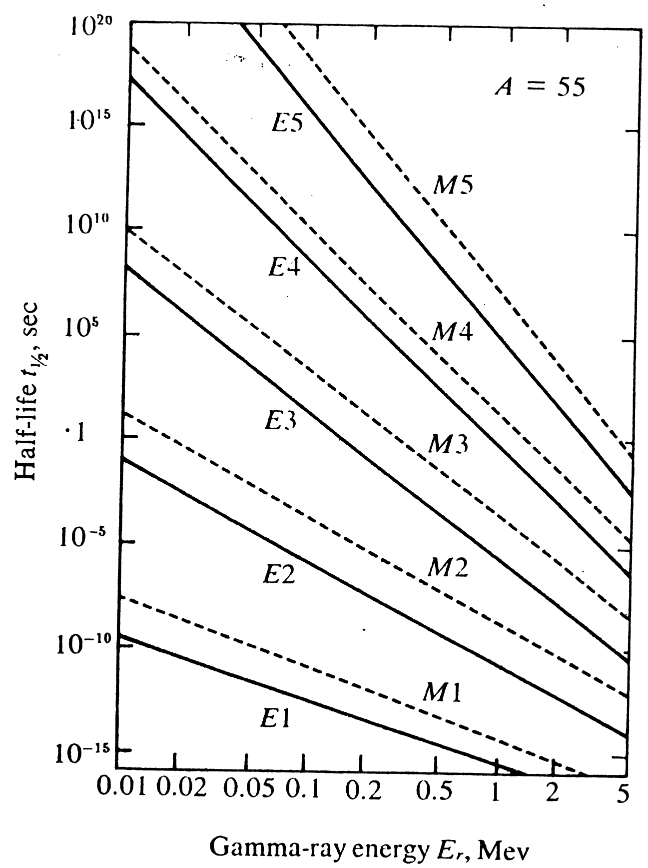
وبهذا تكون قيم R/λ_r في حدود 1/40 عادة $(R = 5\text{ F}, E_r = 1\text{ Mev})$ وبهذا وحتى في حالة اهمال تأثير العامل S فان متعددات القطب التي تختلف في المرتبة بمقدار واحد تكون مختلفة بنسبة 10^{-3} في سرعة انحلالاتها . اضافة الى ذلك فان تأثير العامل S يعطي اختلافاً بنسبة 10^{-2} بين كل رتبة والرتبة التي تليها وباعتبار أن $R = 1.2A^{\frac{1}{3}}$ F فان

$$\lambda_\gamma(ML_r) \approx 0.3A^{-\frac{2}{3}}\lambda_\gamma(EL_r) \qquad (4-68)$$

وبهذا فان الاشعاع الناتج عن متعددات الاقطاب المقناطيسية يكون اقل من نظيره الناتج عن متعدات الاقطاب الكهربائية ذات المرتبة نفسها وتجب ملاحظة أن هذين النوعين من الانحلالات لا يحدثان معاً مطلقاً وذلك بسبب اختلاف تناظراتها حسب المعادلة (62 – 4)

ان الشكل (6 – 4) يبين رسم العلاقات (64 – 4) و (65 – 4) لنواة فيها $A = 55$ ويبدو انه عندما تكون $L_r = 1$ فان المعادلة (64 – 4) تكون مطابقة للنتائج التي تعطيها العلاقة الكلاسيكية (53 – 4) . إن من الممكن استخدام العلاقات (64 – 4) و (65 – 4) لحساب سمك انحلال كاما (البند 43 – 4) وعندما تكون Γ_γ بوحدات ev و E_r بوحدات Mev فان

$$\begin{aligned}
\Gamma_\gamma(E1) &= 0.068E_r^3A^{\frac{2}{3}}\\
\Gamma_\gamma(M1) &= 0.021E_r^3\\
\Gamma_\gamma(E2) &= 4.9\times10^{-8}E_r^5A^{\frac{4}{3}}\\
\Gamma_\gamma(M2) &= 1.5\times10^{-8}E_r^5A^{\frac{2}{3}}\\
\Gamma_\gamma(E3) &= 2.3\times10^{-14}E_r^7A^2
\end{aligned} \qquad (4-69)$$



الشكل 6 – 4 نصف عمر انحلال كاما الناتج عن متعددات الاقطاب حسب تقدير دايسكويف (64 – 4) و (65 – 4) لنون تكون فيها $A = 55$.

إن الاشكال 7 _ 4 و 8 _ 4 تعطي مقارنة بين بعض النتائج العملية لمعدل العمر τ وبين نتائج حسابات وايسكوبف (64 _ 4) و (65 _ 4) ويظهر أن معدل العمر الحقيقي يزيد عما جاء في حسابات وايسكوبف . ان شذوذا واحدا يظهر وهو يمثل المجموعة المتكونة من انحلال E 2 والتي يبدو انها ذات نصف عمر اقل مما هو متوقع للحالات التي يكون فيها عدد النيوكليونات واقعاً ما بين القشرات المغلقة ويمكن فهم هذا التصرف على اساس النموذج التجميعي للنواة (البند 5 d _ 2) ذلك لان النواة المتذبذبة والتي تدور حول نفسها تتضمن حركة متسقة لعدد من النيوكليونات ولهذا فان المعادلة (64 _ 4) يجب أن تحتوي على العامل $(ne)^2$ بدلا e^2, وتمثل n عدد النيوكليونات المؤثرة والمتحركة اتساقياً . ان هناك طرقاً اخرى لتوضيح تأثير الاتساق وبالتحديد فان انحلال كاما $E2$ لنواة غير كروية مثلاً يمكن أن يرتبط بعزم رباعي قطب مستقر .

4e _ 4 التحول الداخلي Internal conversion.

ان المجالات الكهربائية والمغناطيسية التي تتكون في النواة لفترات قصيرة جداً عندما يحاول احد النيوكليونات او اكثر اعادة تنظيم نفسه داخل النواة عند الانتقال من حالة ابتدائية الى حالة نهائية يمكن أن يؤدي الى عملية انتقال من نوع آخر قسمها بالتحول تسمى بالتحول الداخلي . ان الطاقة النووية $E_i - E_f$ تنتقل في هذه العملية مباشرة الى احد الالكترونات الذرية والذي سوف يقذف بطاقة حركية مقدارها

$$T_e = E_i - E_f - E_B \qquad (4_70)$$

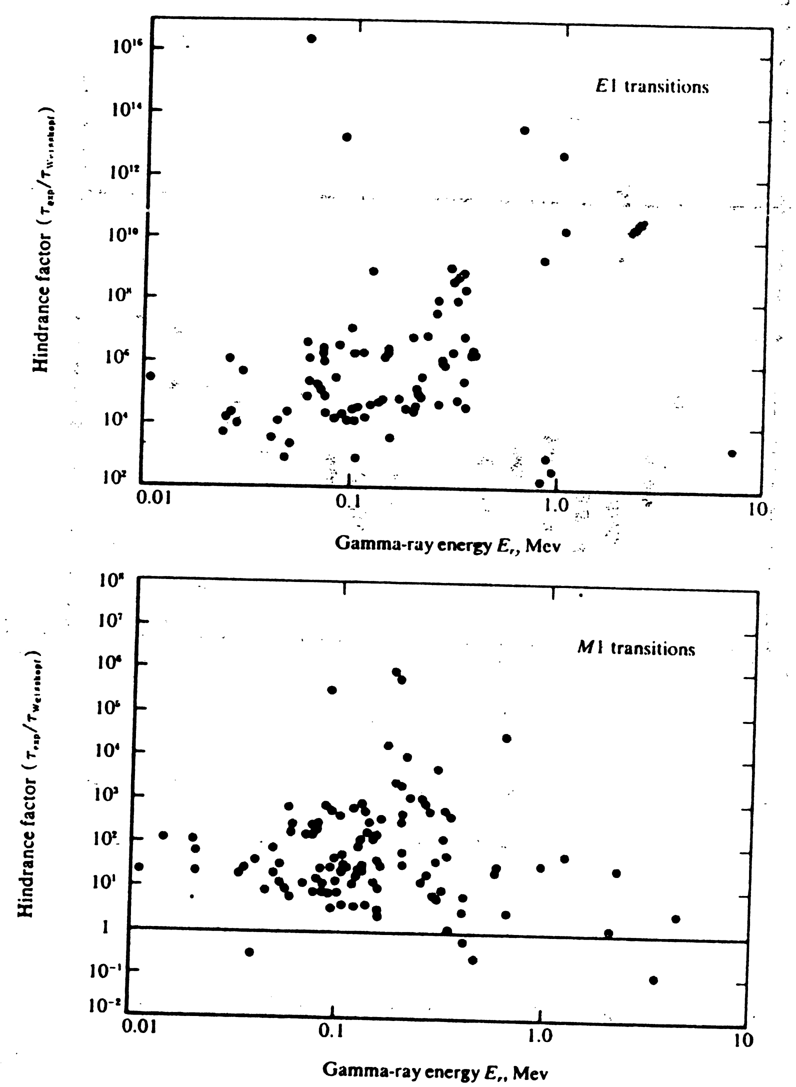
حيث تمثل E_B طاقة ارتباط الالكترون بمستوى الطاقة الذري الذي كان الالكترون يحتله قبل قذفه (تم اهمال طاقة ارتداد الذرة في هذه المعادلة) ومع أن المعادلة (70 _ 4) مشابهة للمعادلة (39 _ 3) للتأثير الكهروضوئي الخارجي الا أن التحول الداخلي لا يمكن اعتباره عملية تأثير كهروضوئي داخلية بل هو عملية اضافية تستطيع النواة بواسطتها التخلص من طاقة التهيج الموجودة فيها الى جانب عملية انحلال كاما وذلك لان التحول الداخلي ينتج عن مجال كولوم الذي يتغير مع الزمن داخل النواة والذي يكون اتجاهه باتجاه متجه نصف القطر بينما ينتج تحلل كاما عن مجالات كهربائية ومغناطيسية في الاتجاه المستعرض ان مركبات المجال مختلفة في الحالتين ولذلك فان هاتين الظاهرتين تكونان غير معتمدتين على بعضهما ولذلك فان ثابت الانحلال الكلي للنواة هو

$$\lambda_{tot} = \lambda_\gamma + \lambda_e \qquad (4_71)$$

حيث λ_e هي احتمال التحلل عن طريق التحول الداخلي و λ_γ هي كما تم تقديرها في البند السابق . ان λ_e يمكن تحليلها الى مكونات هي :

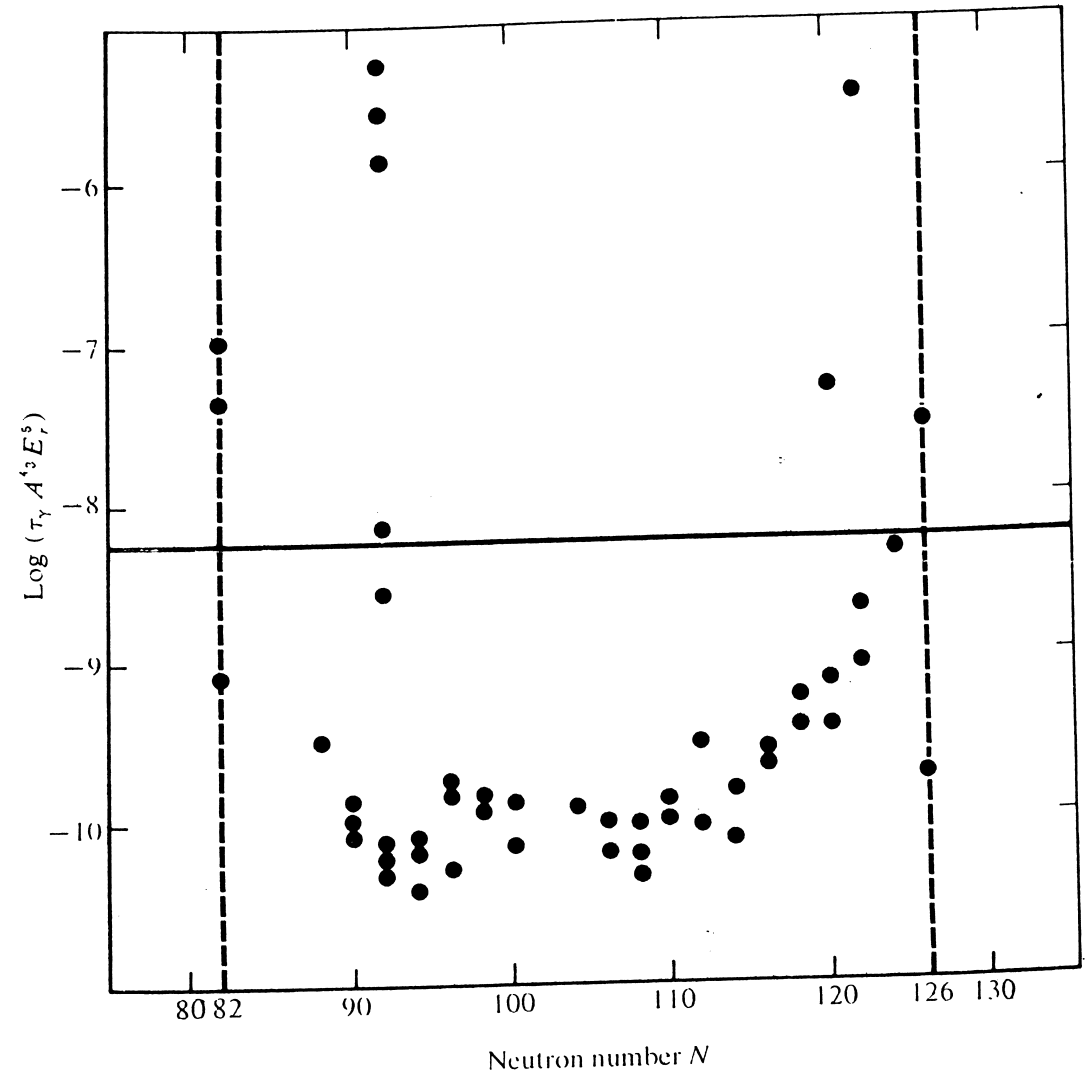
$$\lambda_e = \lambda_K + \lambda_L + \lambda_M + \cdots \qquad (4_72)$$

وذلك اعتماداً على اصل الالكترون المنطلق من المستويات K او L او M



الشكل 7 _ 4

مقارنة بين القيم العملية والمتوقعة حسب معادلة دايسكويف (المعادلات (64 _ 4) و (65 _ 4)) لمعدل العمر في انحلال كاما وعلاقة هذه الكميات بطاقة اشعة كاما . ان النسبة بين المقدارين تسمى بعامل المنع . ان الرسم الاعلى هو لانحلال $E1$ بينما الرسم الاسفل هو لانحلال $E2$



الشكل ٨ ـ 4 معدل العمر المختزل لانحلال كاما الناتج عن رباعي القطب الكهربائي بدلالة عدد النيوترونات ان توقع وايسكويف مبين بالخط الافقي .

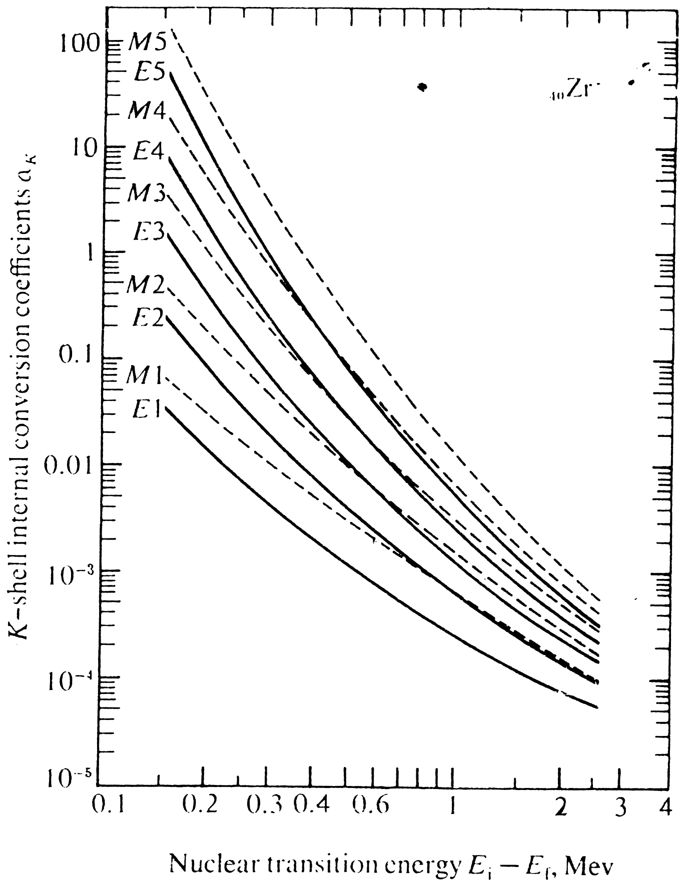
ويمكن التمييز بين هذه الانحلالات عملياً بواسطة الطاقات المختلفة للالكترونات المنبعثة .

ومع ان حسابات القيمة المطلقة لثابت التحول الداخلي λ_e تلاقي الصعوبات نفسها التي تعاني منها حسابات ثابت انحلال كاما λ_γ، الا ان النسبة .

$$\frac{\lambda_e}{\lambda_\gamma} = \alpha \qquad (4-73)$$

والتي تسمى بمعامل التحول يمكن حسابها بدقة تصل الى ثلاثة مراتب عشرية . ان فائدة التحول الداخلي بالنسبة لدراسات التركيب النووي تكمن في

حقيقة انه ولفرق معين في الطاقة $E_i - E_f$ ولعدد ذري معين Z فان معامل التحول يعتمد بصورة حساسة جداً على نوع متعدد الاقطاب الذي ينتج عنه انحلال كاما لتلك النواة . ان هذا الاعتماد يكون تصاعدياً بالنسبة لكل من L_γ و Z وتنازلياً بالنسبة الى $E_i - E_f$. ان الشكل ٩ ـ 4 يبين بعض القيم الشائعة لمعامل تحول K الداخلي $\alpha_K = \lambda_K/\lambda_\gamma$.



الشكل ٩ ـ 4 معامل التحول الداخلي لمستوي K لنواة فيها $Z = 40$ بدلالة طاقة الانتقال ومع ان انحلال كاما بين حالتين كلتيهما تحملان البرم والتناظر 0^+ غير مسموح به مطلقاً الا ان التحول الداخلي في هذه الحالة يمكن ان يحدث . ان التحول من النوع $0^- \to 0^+$ يمكن ان يحصل بانبعاث فوتونين ولكنه لم يتم الكشف عملياً عن هذا النوع من الانحلال لحد الان .

ان التحول الداخلي يكون دائماً مصحوباً بعملية ثانوية اخرى وذلك لان الذرة تبقى في حالة تهيج ذات طاقة E_B. وهذه الطاقة يمكن ان تنبعث بشكل اشعة او الكترونات اوكر Auger electrons (راجع البند 4c _ 3) . ان الانتقال بطاقات $E_i - E_f \geq 2m_0c^2$, حيث m_0 هي كتلة السكون للالكترون يمكن ان يحصل ايضاً بخلق زوج الالكترون _ بوزترون وكما هي الحال في التحول الداخلي فان تكوين الزوج الداخلي هو نوع اخر من التحلل يتكون من انتقال مباشر لطاقة الانحلال الى الكترونات ذات طاقة خيالية سالبة (راجع الشكل 23 _ 3) . ان احتمال حدوث هذه العملية هو حوالي 10^{-3} مرة اقل من احتمال حدوث انحلال كاما الا انه في الحالة $0^+ \to 0^+$ فان هذا النوع من التحول يمكن ان يكون اكبر بكثير من احتمال التحول الداخلي اذا كانت طاقة الانتقال كبيرة بما فيه الكفاية .

4f _ 4 المعلومات عن التركيب النووي من انحلالات كاما

Nuclear structure information from gamma decay.

ان دراسة انحلال كاما يزيد من فائدة النماذج النووية وبالذات نموذج القشرة ذات الجسيم الواحد والذي يوفر لنا مبادىء تقودنا الى فهم احتمالات الانحلال وبما ان الانحلال يتحدد بواسطة مقدار الالتحام بين دالتي الموجة الابتدائية والنهائية (راجع المعادلة (56 _ 4) مثلاً) فان دراسة التفصيلات الدقيقة لدالة الموجة تظهر اهميتها . ان هذه التفصيلات ليست واضحة تماماً في الوقت الحاضر وتشكل اساساً لبحوث اضافية . لقد امكن في بعض الحالات القليلة والتي يكون فيها عدد النيوكليونات أقل من عددين سحريين ان تتطابق القيم المحسوبة والعملية لثوابت الانحلال وكذلك فان احتمالات الانتقال بين الحالات الدورانية في النوى الدائمية التشوه (البند 5d _ 2) مفهومة بصورة جيدة .

5 _ 4 انحلال الفا ALPHA DECAY

ان دراسات نشاط الفا الاشعاعي قد بدأت منذ فترة زمنية طويلة وذلك لان المواد المشعة الموجودة في الطبيعة والتي ادت الى اكتشاف النشاط الاشعاعي (بكرل Becquerel 1896) قد كانت من المواد المشعة لاشعة الفا (كوري ورذرفورد) اما من وجهة نظر التركيب النووي فان انحلال الفا يعتبر انحلالاً جسيمياً لأحد المستويات النووية الخيالية الغير مستقرة (الشكل 29 _ 2) ويمثل كذلك نموذجاً

اولياً لهذه الظاهرة وسوف نصادف هذا النوع من الانحلالات في دراستنا للتفاعلات النووية (البند 5 _ 5)

كما سنوضح في ادناه . فان اكثر النوى التي تكون فيها A اكبر من 150 تكون غير مستقرة تجاه انحلال الفا اما بالنسبة للنوى الاخف فان احتمال حصول انحلال الفا لها قليل جداً . ان ثابت الانحلال يقل أسياً مع انخفاض طاقة الانحلال وعندما تقترب A من 150 فان طاقة الانحلال تصبح عملياً مساوية للصفر (الشكل 11 _ 4) وان النوى التي تكون فيها $N = 82$ تمثل حالة خاصة وذلك لان تأثير القشرة يوفر طاقة انحلال اضافية

ان هناك عدة خواص تبدو واضحة من خلال المعلومات العملية المتوفرة عن انحلال الفا منها اولاً ان اعتماد طاقة الانحلال على A او (N و Z) يكون منتظماً فيما عدا القيم التي تمثل اعداداً سحرية وهذه الخواص مشابهة لما هو متوقع من القانون شبه التجريبي للكتلة (البند 4 _ 2) وثانياً فان النوى التي تكون لها قيمة معينة للعدد الذري Z, فان نصف العمر هو عبارة عن دالة مستمرة لطاقة الانحلال خصوصاً بالنسبة للنوى الزوجية _ الزوجية وهذه العلاقة تعكس طبيعة عملية الانحلال ثالثاً ان طيف جسيمات الفا يعطي الكثير من المعلومات عن ترتيب المستويات في كل من النواة الام والنواة الوليدة .

5a _ 4 حساب الطاقات في انحلال الفا. Enengetics of alpha decay

اذا كانت كتلة النواة الام P في انحلال الفا هي M'_P وكتلة النواة الوليدة D هي M'_D, فان تحقيق قوانين حفظ الطاقة والزخم يفرض علينا (بملاحظة الشكل 10 _ 4)

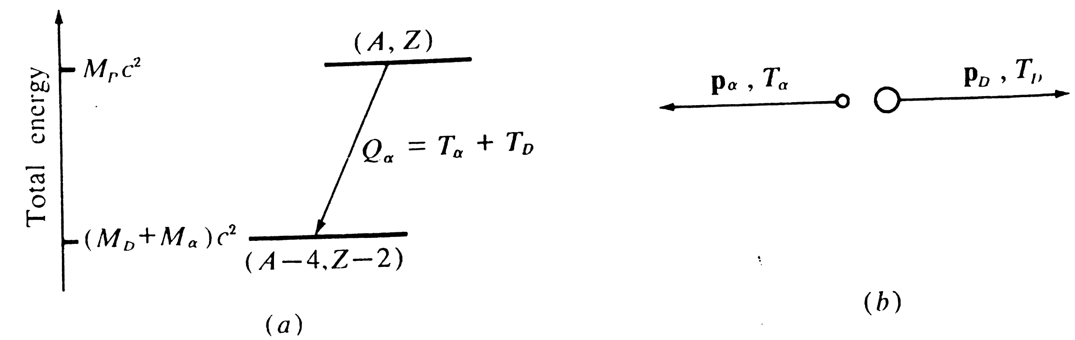
$$M'_P c^2 = M'_D c^2 + T_D + M'_\alpha c^2 + T_\alpha \qquad (4 - 74)$$

$$0 = \mathbf{p}_D + \mathbf{p}_\alpha \qquad (4 - 75)$$

حيث M'_α = كتلة جسيم الفا .

$\mathbf{p}_\alpha$ و T_α, = الزخم والطاقة الحركية لجسيم الفا .

$\mathbf{p}_D$ و T_D, = الزخم والطاقة الحركية للنواة الوليدة المرتدة .



الشكل 10 _ 4 انحلال الفا للنواة a رسم الطاقة b رسم الزخوم

وبما أنه قد جرت العادة على استعمال الكتل الذرية بدلاً من الكتل النووية في الجداول فانه يكون من المناسب اضافة كتل الالكترونات الذرية مع طاقات ارتباطها الى طرفي المعادلة (47 _ 4). ان مجموع كتل الالكترونات يكون متوازناً في طرفي المعادلة كما أن مجموع طاقات الارتباط يكون متوازناً ايضاً تقريباً في حدود بضعة ev, ولهذا فانه يصبح من الممكن كتابة المعادلة (74 _ 4) بدلالة الكتل الذرية .

$$M_P c^2 = (M_D + M_\alpha)c^2 + T_D + T_\alpha \qquad (4-76)$$

ان طاقة الانحلال، Q_α decay energy تعرف على انها تمثل حاصل جمع الطاقات الحركية .

$$Q_\alpha = T_D + T_\alpha \qquad (4-77)$$

ومن المعادلة (76 _ 4) يظهر أنه Q_α تساوي الفرق في الكتل بين الحالة الابتدائية والحالة النهائية .

$$Q_\alpha = [M_P - (M_D + M_\alpha)]c^2 \qquad (4-78)$$

ان هناك خاصية عامة لهذا التحلل وتشمل ايضاً جميع التفاعلات النووية وهي أن قيمةQيمكن ايجادها اما بدراسة طيف الجسيمات اي بقياس طاقتها الحركية او بقياس طيف الكتل . ان تطابق النتائج التي نحصل عليها بكلتا الطريقتين يؤكد التكافؤ بين الكتلة والطاقة وحفظهما والذي على اساسه بنيت المعادلة (76 _ 4)

إن الطاقات الحركية T_D و T_α هي قليلة بما فيه الكفاية للسماح باستخدام المعادلات غير النسبية لحسابها .

$$T_D = \frac{p_D^2}{2M_D}$$
$$= \frac{p_\alpha^2}{2M_D}$$

$$= \frac{M_\alpha}{M_D} T_\alpha \qquad (4-79)$$

ان طاقة ارتداد النواة لا يمكن اهمالها في هذه الحالة كما هي الحال في انحلال كاما وبالتعويض من المعادلة (79 _ 4) في المعادلة (77 _ 4) نحصل على :

$$Q_\alpha = \frac{M_D + M_\alpha}{M_D} T_\alpha \qquad (4-80)$$
$$\approx \frac{A}{A-4} T_\alpha$$

حيث تمثل A العدد الكتلي للنواة الام . ان الطاقة الحركية لجسيم الفا تكون دائماً اقل من طاقة الانحلال Q_α .

يتضح لنا مما سبق أن انحلال الفا لا يمكن أن يحدث الا اذا كانت قيمة Q_α موجبة وبمراجعة المعادلة (119 _ 2) والتي تعطي تعريف طاقة الفصل لجسيم الفا S_α, والمعادلة (78 _ 4) يتضح لنا بان .

$$Q_\alpha = -S_\alpha \qquad (4-81)$$

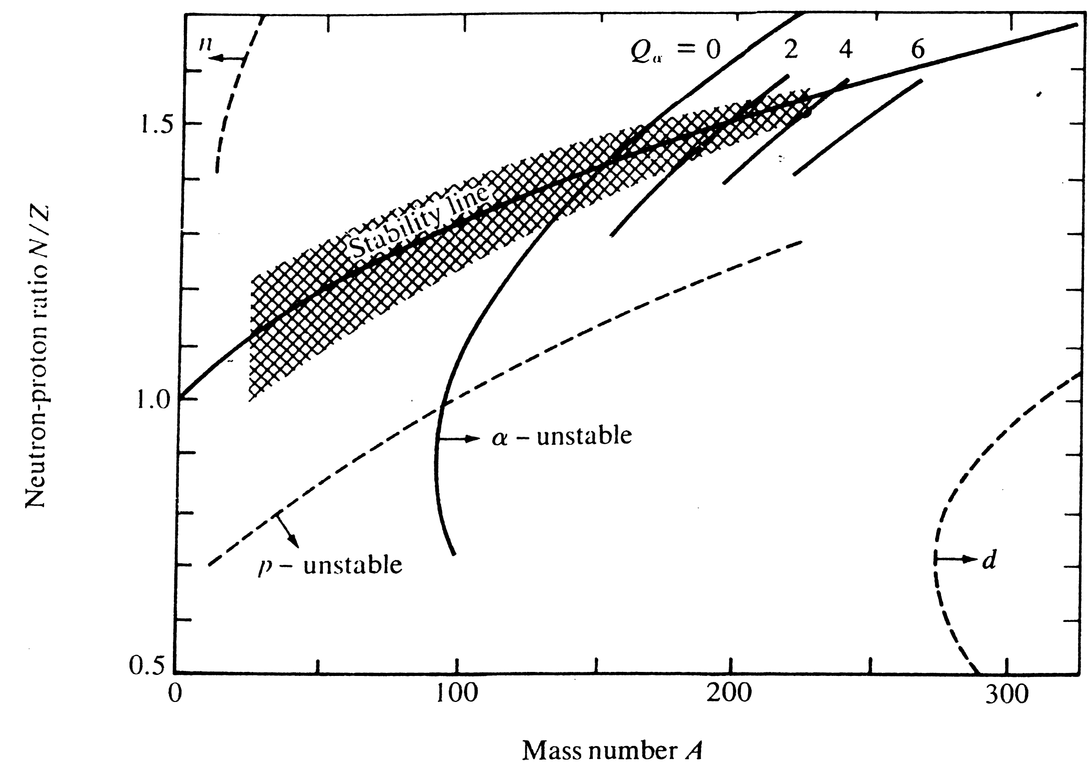
ولهذا فانه يمكن الربط بين Q_α وطاقات الارتباط الكلية للنوى وذلك باستخدام المعادلة (121 _ 2)

$$Q_\alpha = B_{tot(D)}(A-4, Z-2) + B_{tot(\alpha)}(4,2) - B_{tot(P)}(A,Z) \qquad (4-82)$$

ان التعويض في معادلة طاقة الارتباط (127 _ 2) يبين لنا المنطقة التي تكون فيها النوى غير مستقرة تجاه انحلال الفا والمبينة في الشكل (11 _ 4) . نلاحظ

هنا ان النوى المستقرة تكون فيها Q_α اكبر من الصفر في الحالات التي تكون فيها A اكبر من 150. ان المنحنيات المبينة لا تظهر تأثير القشرة. ومن المعادلة (82_ 4) نلاحظ انه عندما تكون النواة الوليدة (2 _ Z و 4 _ A) نواة سحرية فان طاقة الانحلال تكون عالية كذلك عندما تكون النواة الام (A,Z) سحرية فان طاقة الانحلال تكون قليلة ويظهر هذا بصورة واضحة في الشكل (12 _ 4) للنواة 126 = N_D حيث تكون Q_α كبيرة وكذلك للنواة 126 = N_P حيث تكون قيمة Q_α فيها قليلة ونفس الحال مع النواة 82 = Z_D فان لها Q_α عالية في حين عندما تكون 82 = Z_P فان Q_α تكون سالبة ولا يمكن حدوث انحلال الفا في هذه الحالة ويلاحظ ايضاً انه بالنسبة للعناصر الارضية النادرة فانه يحدث انحلال الفا للنوى التي تكون فيها قيمة N_D اكبر من 82 لانه في هذه الحالة سيظهر تأثير القشرة .

والآن لو عدنا الى الشكل 11 ـ 4 فاننا نلاحظ أن مختلف المنحنيات هي للحالات الارضية للنوى ولكن عندما تكون النوى في حالات متهيجة فان النوى يمكن أن تشع جسيمات الفا مهما كانت قيم Z, و A وذلك لانه عندما تكون قيمة M_P عالية بما فيه الكفاية فان الطرف الايمن من المعادلة (78 ـ 4) يمكن أن يصبح موجباً . ان الشكل 11 ـ 4 يبين ايضاً المناطق التي تكون فيها النواة غير



الشكل 11ـ 4

حدود الاستقرار المتوقعة من معادلة الكتلة وتظهر حدود الاستقرار لمختلف قيم Q_α بوحدات Mev إن منطقة الاستقرار بالنسبة لانحلال بيتاً في النوى الزوجية ـ الزوجية موضحة بخطوط متقاطعة كما ان خطوط الاستقرار بالنسبة لإنبعاث n و p و d (من النوى التي تكون فيها N فردية والنوى التي فيها Z فردية ومن النوى الفردية الفردية) مبينة في الشكل ايضاً .

مستقرة تجاه انبعاث نيوترون وبروتون او ديوترون وكما هو متوقع من المعادلة شبه العملية للكتلة كما نلاحظ ايضاً أن النوى التي تكون حالاتها الارضية واقعة قريباً من خط الاستقرار تكون مستقرة تجاه هذه الانواع من الانحلالات .

ان السبب في حدوث انحلال الفا قرب هذا الخط يعود الى القيمة العالية لطاقة ارتباط الفا, $B_{tot(\alpha)}$ (= 28.3 Mev) والتي تجعل من الممكن أن تصبح قيمة Q_α في المعادلة (82 ـ 4) موجبة لبعض قيم Z و N قرب خط الاستقرار .

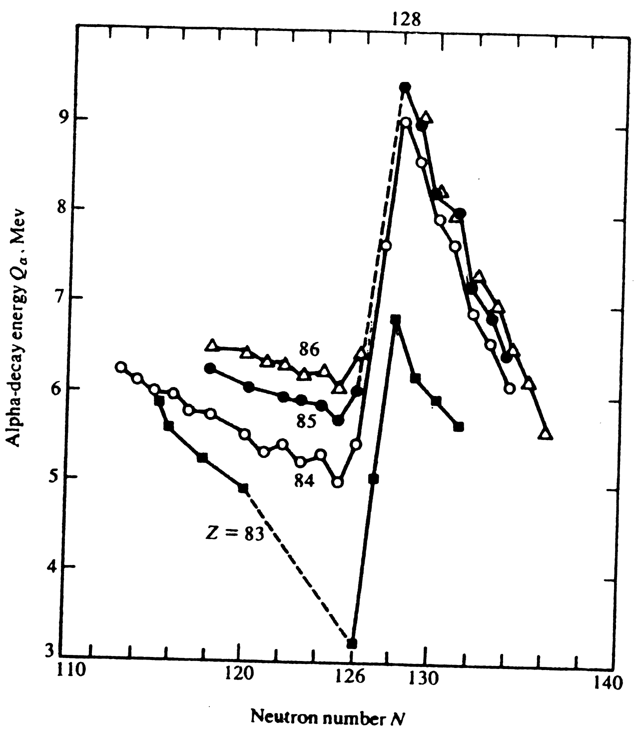
5 b ـ 4 ثابت انحلال الفا Decay constant for alpha decay.

ان اول من لاحظ الاتجاهات التسلسلية لثابت انحلال الفا هما كايكر ونيتل Geiger and Nuttall (1911). وقد لاحظا وجـود علاقة خطية بين لوغاريتم ثابت الانحلال وبين لوغاريتم مدى جسيمات الفا لعدد من العناصر التي لها نشاط الفا الاشعاعي والموجودة في الطبيعة . لقد تم بعد ذلك اثبات ان هذه العلاقة تعتمد في الاساس على خواص طاقة الانحلال ونصف العمر وتكون صحيحة لعدد محدود فقط من النوى . وقد اثبتت التجارب التي اجريت مؤخراً صحة المعادلة (83 ـ 4) وللنوى الزوجية ـ الزوجية في حالاتها الارضية والتي سنقوم باشتقاقها .

$$\log t_{\frac{1}{2}} = a + \frac{b}{\sqrt{Q_\alpha}} \qquad (4 - 83)$$

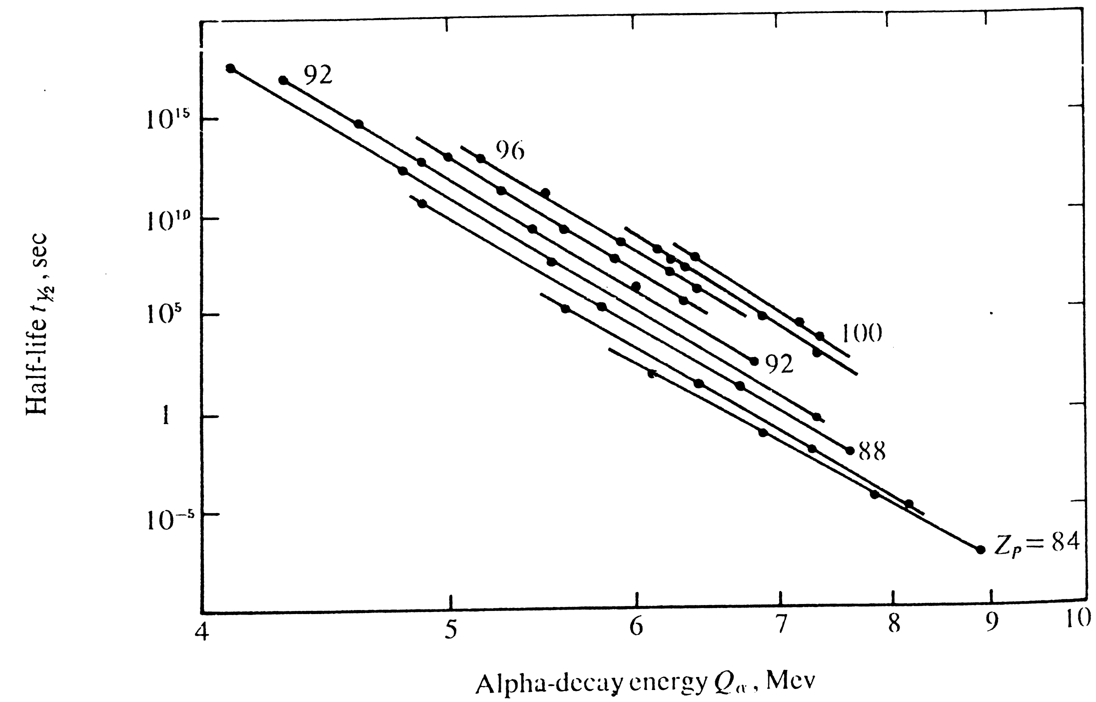
حيث ان a و b هما دالتان تعتمدان على Z وعندما تكون Q_α بوحدات Mev و $t_{\frac{1}{2}}$ بالثانية فاننا نجد ان : -

$$a \approx -1.61 Z_D^{\frac{2}{3}} - 21.4 \qquad (4 - 84)$$
$$b \approx 1.61 Z_D$$

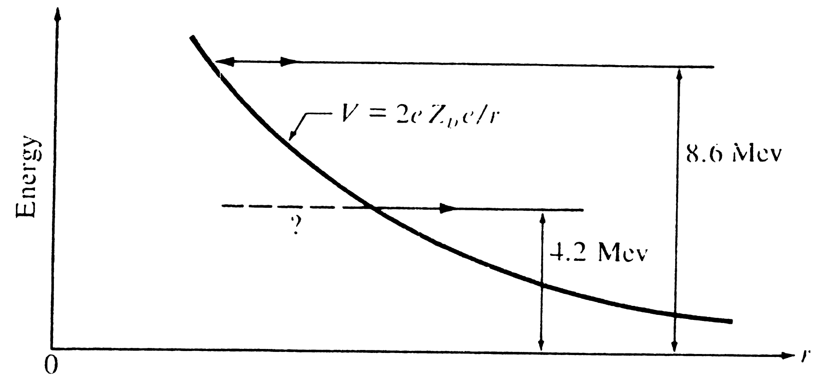


الشكل 12 ـ 4 علاقة طاقة انحلال الفا بعدد النيوترونات في النواة الام لنوى مختلفة في عدد البروتونات Z

ان النتائج العملية المتوفرة حالياً قد تم رسمها في الشكل 13 ـ 4 حسب المعادلة (83ـ 4). ان انصاف الاعمار في الانحلالات الى حالات متهيجة أو الانحلالات بين قيم A الفردية وكذلك انحلالات النوى الفردية الفردية تكون اكبر عادة مما هي عليه في النوى الزوجية الزوجية والتي لها طاقات الانحلال نفسها . ان معامل الضرب الذي يمثل الزيادة في انصاف الاعمار يسمى عادة بمعامل التقييد *factor*. *hindrance* . ان مسألة تفسير العلاقة (83 ـ 4) وعامل التقييد مما من اختصاص اي نظرية عن انحلال الفا .

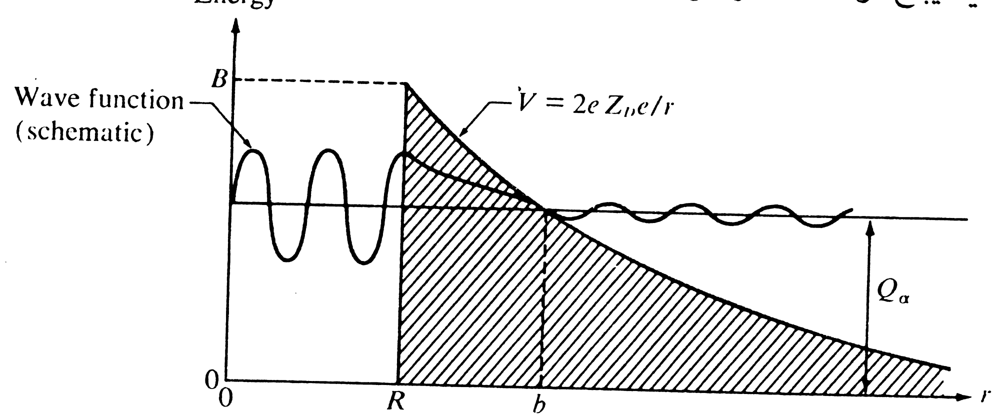


الشكل 13 ـ 4 انصاف اعمار انحلال الفا للنوى الزوجية ـ الزوجية الثقيلة وقد تم رسمها حسب المعادلة (83 ـ 4) اي بتقسيمات لوغارتمية على المحور الشاقولي وتقسيمات $\sqrt{Q_\alpha}$ على المحور الافقي . ان النقاط التي لها قيم Z_P نفسها قد وصلت بخطوط مستقيمة



الشكل 14 ـ 4 حاجز كولوم لنواة فيها Z تساوي 90 او 92 . ان فهم كيفية امكانية خروج جسيم الفا بطاقة 4.2 Mev والصادرة عن $_{92}U^{238}$ عبر ممكن من وجهة النظر الكلاسيكية وذلك لان ارتفاع حاجز كولوم يزيد ارتفاعه على 8.6 Mev.

ان الفيزياويين الذين حاولوا تفسير حدوث انحلال الفا قبل اكتشاف ميكانيك الكم قد وجدوا انفسهم في تناقض . ان من المعلوم انه لم يلاحظ حدوث اي شذوذ عن قانون استطارة رذرفورد لجسيمات الفا عن النواة الى حد طاقات 8.6 Mev لجسيمات الفا عند قذفها على $_{92}U^{238}$. ان الجهد الذي يعترض الجسيم هو عبارة عن جهد كولوم بصورة كلية ولكن كما يلاحظ في الشكل 14 ـ 4 فان $_{92}U^{238}$ تشع جسيمات الفا ذات طاقة 4.2 Mev مولداً $_{92}U^{238}$ وبما ان جهد كولوم لا يختلف كثيراً بين U و Th, فان السؤال التالي سوف يفرض نفسه وهو كيف يمكن لجسيمات الفا ان تخرج خارج النواة اي كيف يمكنها العبور فوق حاجز كولوم والذي يبلغ ارتفاعه اكثر من 8.2 Mev ؟



الشكل 15 ـ 4 عملية حدوث انحلال الفا حسب نظرية كامو وكرني وكوندن Gamow and Gurney and Condon . ان جسيم الفا يتواجد داخل منخفض الجهد الذي تكونه القوة النووية وقوة كولوم . ان سعة دالة الموجة تكون كبيرة داخل النواة ولكن يكون هناك احتمال صغير للنفاذ خلال حاجز الجهد .

لقد قام كل من كامو من جهة (1928) وكرني وكوندن من جهة اخرى (1928) وبصورة مستقلة بوضع جواب لهذا السؤال باستخدام ميكانيك الكم والذي سنأتي على شرحه . لقد افترض هؤلاء بان جسيمات الفا تتواجد داخل النواة وهي محجوزة فيها بواسطة حاجز الجهد النووي كما هو مبين بصورة تقريبية في الشكل 15 ـ 4 ان الجهد داخل النواة قد تم افتراضه مساوياً للصفر وذلك لاجل اظهار تأثير حاجز كولوم . ان القيمة الحقيقية للجهد داخل النواة لا تؤثر على النتيجة النهائية كثيراً . ومع انه اصبح معروفاً الان ان جسيمات الفا لا توجد بصورة مستمرة داخل النواة باحتمال كبير بل تتكون على سطح النواة فان النظرية تعطي تفسيراً جيداً للعلاقة (83 ـ 4)

ان احتمال حدوث انحلال الفا خلال فترة زمنية مساوية لوحدة الزمن من وجهة النظر الكلاسيكية يعتبر مساوياً لعدد المرات التي يرتطم فيها جسيم الفا بجدار الجهد مضروباً في احتمال اختراق الجسيم لحاجز الجهد وتقريباً وفي حدود بعض العاملات العددية الصغيرة فانه من الممكن القول ان .

$$\lambda_\alpha \approx \frac{v_{\rm in}}{R} P \qquad (4-85)$$

حيث $v_{\rm in}$. هي سرعة جسيم الفا داخل النواة وهناك طرق تقريبية عديدة لحساب P ومادمنا بصدد استخدام طرق شبه كلاسيكية . فأن ابسط هذه الطرق هي استخدام المعادلة (106 ـ 2) .

$$P \approx e^{-\gamma} \qquad (4-86)$$

حيث γ معطاة بالعلاقة (108 ـ 2) ولو سمينا شحنة جسيم الفا ze وذلك للمحافظة على عمومية المعادلة لاستخدامات اخرى فاننا نحصل على .

$$\gamma = \frac{2}{\hbar}\int_R^b \left[2M_0\left(\frac{zZ_De^2}{r} - Q_\alpha\right)\right]^{\frac{1}{2}} dr \qquad (4-87)$$

ان المسافة b مبينة في الشكل 15 ـ 4 ولاخذ تأثير الارتداد فان الكتلة المختزلة لجسيم الفا تظهر في هذه المعادلة .

$$M_0 = \frac{M_\alpha M_D}{M_\alpha + M_D} \qquad (4-88)$$

راجع البند (2e ـ 2) . ان التكامل الموجود في المعادلة (87 ـ 4) يمكن حله رأساً ليعطي : ـ

$$\gamma = \frac{4zZ_De^2}{\hbar v}\left[(\cos^{-1}\sqrt{y}) - \sqrt{y}(1-y)^{\frac{1}{2}}\right] \qquad (4-89)$$

حيث v هي السرعة النسبية بين جسيم الفا والنواة المتولدة .

$$y = R/b = Q_\alpha/B \qquad (4-90)$$

ان المتطابقة الاخيرة تنتج من المعادلات (91 ـ 4) و (92 ـ 4) ادناه . ان ارتفاع حاجز كولوم (راجع المعادلة (15 ـ 4)) هو :

$$B = \frac{zZ_De^2}{R} \qquad (4-91)$$

وبملاحظة ان

$$Q_\alpha = \frac{1}{2}M_0v^2 = \frac{zZ_De^2}{b} \qquad (4-92)$$

وذلك من تعريف نقطة الانقلاب (لاحظ الشكل 6 ـ 2 و 15 ـ 4) واذا كان الحاجز سميكاً اي بمعنى اخر $b \gg R$ أو $Q_\alpha \ll B,$ فانه يصبح من الممكن فتح القوس الموجود في المعادلة (89 ـ 4) حيث

$$(\cos^{-1}\sqrt{y}) - \sqrt{y}(1-y)^{\frac{1}{2}} \approx \tfrac{1}{2}\pi - 2\sqrt{y} \qquad (4-93)$$

وبذلك نحصل على :

$$\gamma \approx \frac{2\pi zZ_De^2}{\hbar v} - \frac{4}{\hbar}(2zZ_De^2M_0R)^{\frac{1}{2}} \qquad (4-94)$$

ويمكننا تلخيص المعادلات (85 ـ 4) و (86 ـ 4) و (94 ـ 4) لانحلال الفا خلال حاجز سميك لنحصل على

$$\lambda_\alpha \approx \frac{v_{\rm in}}{R}\exp\left[-\frac{4\pi Z_De^2}{\hbar v} + \frac{8}{\hbar}(Z_De^2M_0R)^{\frac{1}{2}}\right] \qquad (4-95)$$

وبالتعويض عن v من المعادلة (92 ـ 4) نلاحظ ان شكل المعادلة (83 ـ 4) والاعتماد على Z في المعادلة (84 ـ 4) يتحققان حيث ان زيادة Z_D تؤدي الى زيادة سمك الحاجز وبالتالي انخفاض قيمة λ_α كما ان زيادة R تؤدي الى تقليل سمك الحاجز وزيادة λ_α

ولاجل تقدير درجة صحة المعادلة (95 ـ 4) فاننا سنقوم باجراء الحسابات لجسيمات الفا ذات طاقة 4.2 Mev من $_{92}U^{238}$, مع اهمال تأثير الارتداد فمن المعادلة (92 ـ 4) لدينا .

$$v \approx \left(\frac{2\times 4.2\times 1.60\times 10^{-6}}{4\times 1.65\times 10^{-24}}\right)^{\frac{1}{2}}$$

$$\approx 1.43\times 10^{9}\ \text{cm/sec}$$

$$R = 1.4(234)^{\frac{1}{3}}\ 10^{-13}$$

$$= 8.6\times 10^{-13}\ \text{cm}$$

وبما ان للجهد الذي افترضناه في الشكل (15 ـ 4) تكون سرعة الجسيم داخل النواة v_{in} مساوية لسرعته بعيداً عن النواة فان :

$$\frac{v_{in}}{R} \approx 1.7 \times 10^{21}\ \text{sec}^{-1} \qquad (4-96)$$

ولهذا فان الحد الاول من الاس في المعادلة (95 ـ 4) يصبح

$$\frac{-4\pi Z_D e^2}{\hbar v} = \frac{-4\pi \times 90 \times (4.80 \times 10^{-10})^2}{1.05 \times 10^{-27} \times 1.43 \times 10^9} = -173$$

اما الحد الثاني من الاس فيصبح

$$\frac{8}{\hbar}(Z_D e^2 M_0 R)^{\frac{1}{2}} = \frac{8}{1.05 \times 10^{-27}}[90 \times (4.80 \times 10^{-10})^2 \times 4 \times 1.65 \times 10^{-24} \times 8.6 \times 10^{-13}]^{\frac{1}{2}} = 83 \qquad (4-98)$$

$$P = e^{-90} \approx 10^{-39} \qquad (4-99)$$

وهذا يدل على ان احتمال الاختراق صغير جداً وبالتعويض في المعادلة (96 ـ 4) نحصل على : ـ

$$\lambda_\alpha \approx 1.7 \times 10^{-18}\ \text{sec}^{-1}$$

$$t_{\frac{1}{2}} \approx 4.1 \times 10^{17}\ \text{sec} = 1.3 \times 10^{10}\ \text{years}$$

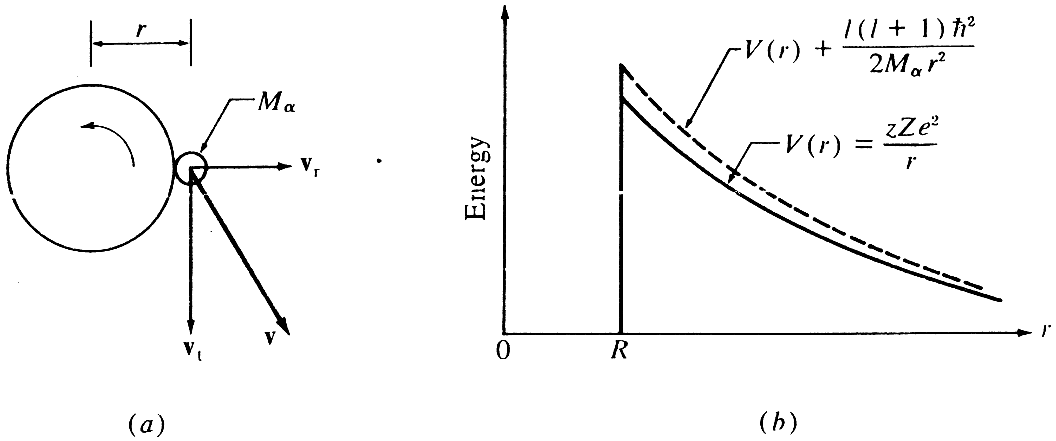
ان القيمة العملية لنصف العمر هي $10^{10} \times 0.45$ سنة وهي تقارب القيمة المحسوبة اذا اخذنا بنظر الاعتبار التقريبات التي قمنا باجرائها . ويمكننا ايجاد (B) في المعادلة (91 ـ 4) حيث

$$B = \frac{2 \times 90 \times (4.80 \times 10^{-10})^2}{8.6 \times 10^{-13}}\ \text{ergs} = 30\ \text{Mev} \qquad (4-100)$$

$$b = \frac{RB}{Q_\alpha} = \frac{8.6 \times 10^{-13} \times 30}{4.2} = 61 \times 10^{-13}\ \text{cm} \qquad (4-101)$$

وهذا يدل بالتأكيد على أن الحاجز سميك فعلاً مما يجعل التقريب الذي قمنا باجرائه معقولاً .

ان مقارنة المعادلة (95 ـ 4) مع النتائج العملية (الشكل 13 ـ 4) تسمح لنا بايجاد قيمة R, وذلك لان λ_α حساسة جداً بالنسبة الى قيمة R. ويمكننا أن نلاحظ من خلال المعادلة (98 ـ 4) أن تغيراً بمقدار 2 بالمئة في قيمة R يغير من قيمة λ_α بمقدار مرتين تقريباً . ان النتائج العملية المتوفرة حالياً تؤيد العلاقة $R = R_0 A^{\frac{1}{3}}$ وتحتاج الى أن تكون قيمة R_0 ما بين 1.4 الى 1.5 F .



الشكل 16 ـ 4 تأثير الزخم الزاوي في انحلال الفا (a) التفسير الكلاسيكي (b) تغير السمك المؤثر للحاجز .

c 5 ـ 4 العوامل المقيدة Hindrance factors.

ان النظرية التي تم تقديمها فيما سبق تنطبق في حالة كون انحلال الفا يتم بين حالات ارضية للنوى الزوجية ـ الزوجية حيث لا يوجد زخم زاوي يحمله جسيم الفا معه في هذه الحالة اما اذا كان الانحلال من حالة متهيجة للنواة الام او الى حالة متهيجة للنواة الوليدة (راجع البند 5d ـ 4) فان هناك عادة تغير في الزخم الزاوي (لاحظ الشكل 28 ـ 4 لمخطط انحلال اعتيادي) وهذا بدوره يؤثر على ثابت الانحلال .

ان هذا التأثير يمكن دراسته حتى بطريقة كلاسيكية حيث يمكننا ان نتصور بان جسيم الفا يترك النواة بحيث تكون النواة الوليدة قد اكتسبت زخماً زاوياً كما هو مبين في الشكل 16 ـ 4 . ان جسيم الفا يترك النواة بسرعة مقدارها **v**, والتي لها مركبة في اتجاه المماس $\mathbf{v}_t$, ان تحقيق حفظ الزخم الزاوي في هذه الحالة يفرض على النواة الوليدة ان تكتسب زخماً زاوياً مقداره .

$$L = M_\alpha v_t r \qquad (4 - 102)$$

كما يمكننا ان نقسم الطاقة الحركية لجسيم الفا الى جزء نصف قطري هو

$$\tfrac{1}{2} M_\alpha v_r^2 \qquad (4 - 103)$$

والى جزء مماسي يمكن ان يكتب

$$\tfrac{1}{2} M_\alpha v_t^2 = \frac{L^2}{2M_\alpha r^2} \qquad (4 - 104)$$

وهذه تنتج عن الاشتقاق المبين في البند 2d ـ 2 مع اهمال تأثير الارتداد ان قانون حفظ الطاقة يفرض ان تكون :

$$\tfrac{1}{2} M_\alpha v_r^2 + \frac{L^2}{2M_\alpha r^2} + V(r) = E \qquad (4 - 105)$$

ان الحد الثاني من الجانب الايسر يمكن ان يعتبر الجزء المركزي الطارد للطاقة الكامنة ويمكن ضمه الى $V(r)$ ولهذا فان تغير الزخم الزاوي في تحلل الفا يزيد من السمك المؤثر للحاجز في الشكل (16b ـ 4) ويؤدي الى زيادة نصف العمر . ان هذه الزيادة تعتمد في الحقيقة على

$$\sigma = \frac{\text{ارتفاع الحاجز المركزي للطارد}}{\text{ارتفاع حاجز كولوم}}$$

$$= \frac{l(l+1)\hbar^2}{2M_\alpha zZe^2R}$$

$$\approx 0.002\,l(l+1) \qquad \text{for } Z \approx 90 \qquad R \approx 10^{-12}\ \text{cm} \qquad (4 - 106)$$

اما تأثير هذه الزيادة فيكون بضرب الحد الثاني من المعادلة (94 ـ 4) او الاس في المعادلة (95 ـ 4) بالمقدار $1 - \frac{1}{2}\sigma$. ان عامل التقييد في المثال الموجود في نهاية البند 5b ـ 4 عندما $l = 2$ مثلاً هو :

$$\exp\left(83 \times \tfrac{1}{2} \times 0.002 \times 2 \times 3\right) \approx 1.6$$

ان نموذج القشرة في النوى الفردية ـ الفردية يعطي احتمالاً اقل لايجاد جسيم الفا في النواة . ان انحلال الفا لهذه النوى يكون اكثر تعقيداً بالمقارنة بالنوى الزوجية ـ الزوجية حتى في حالة عدم حدوث تغير في الزخم الزاوي .

ان تحلل الفا في النوى المشوهة قد اثبت ان النوى التي يكون ترتيب نيوكليوناتها بعيداً عن القشر المغلقة تكون بالتأكيد مشوهة كما نتوقع من النموذج التجميعي للنواة . ان شكل منحني الجهد لهذه النوى يكون بيضوياً اي ان له شكل

توزيع الكتل نفسه في النواة وفي الجهة التي يكون فيها سمك حاجز الجهد اقل ما يمكن فان احتمال حدوث انحلال الفا في ذلك الاتجاه يكون اكبر وقد تم اثبات هذه الحقيقة بواسطة تثبيت النوى بصورة مرتبة ودراسة التوزيع الزاوي لجسيمات الفا بالنسبة لاتجاه ترتيب النوى .

5d ـ 4 اطياف جسيمات الفا Alpha-particle spectra.

ان هناك عدة حالات لانحلال الفا تكون فيها النواة الوليدة في حالة تهيج مما يؤدي الى ظهور تركيب دقيق *fine structure* في طيف اشعة الفا . ان الشكل 17a ـ 4 يبين احد الامثلة الشائعة لهذه العملية . ان الفروق الموجودة في نسبة التفرع *branching ratios*[1] ناتجة عن الفروق في طاقات الانحلال اضافة الى وجود بعض التأثير الناتج عن الزخم الزاوي الذي تحمله جسيمات الفا خارجاً .

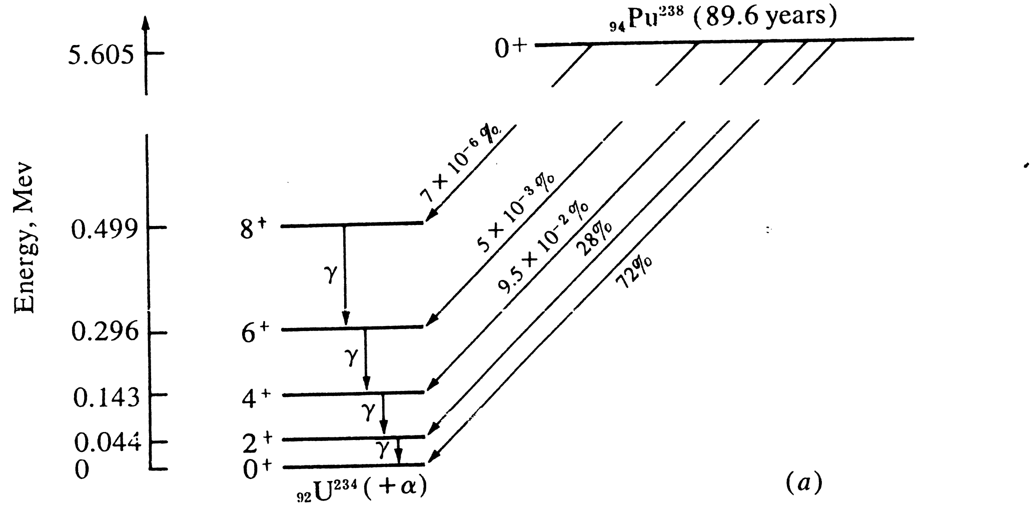
ان الانحلال يمكن ان يحدث ايضاً من حالة متهيجة للنواة الام كما هو مبين في الشكل 17b ـ 4 حيث ينتج عن انحلال نواة Po^{212}, جسيمات الفا ذات مدى طويل وفي هذه الحالة فان نسبة التفرع تعتمد على (1) نسبة التفرع الى المستوي المعين (2) التنافس بين انحلال الفا وانحلال بيتا .

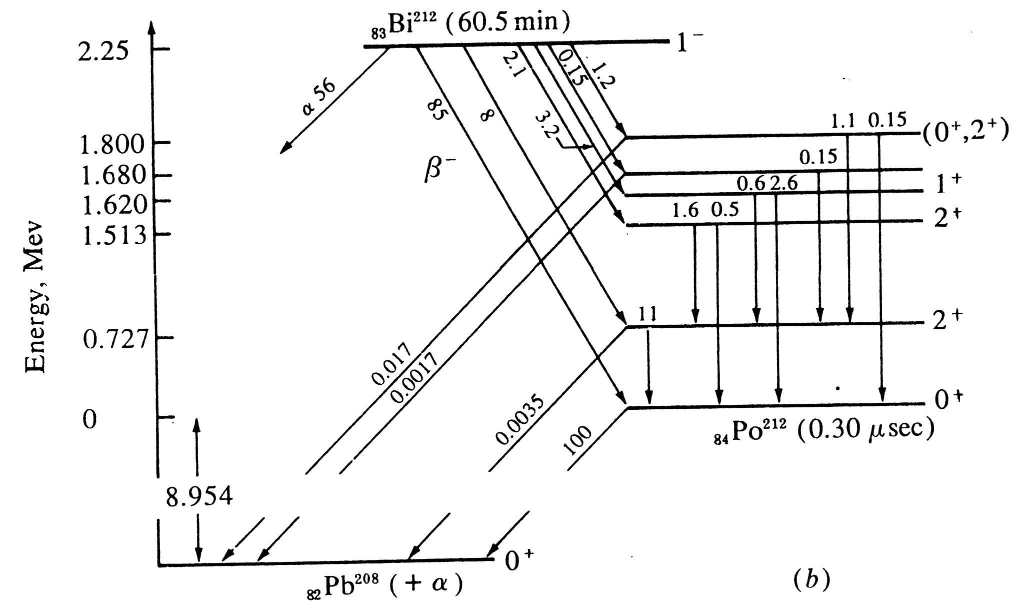
ان كلًا من النوعين الذين سبق شرحهما يعتبران مفيدين في دراسة تخطيط المستويات النووية خصوصاً اذا اقترنت دراستهما بدراسة كاما . ان هذه الطريقة قد استخدمت لمقارنة نتائج نموذج القشرة والنموذج التجميعي في عدد كبير من النوى التي تكون فيها A اكبر من 150 .

6 ـ 4 انحلال بيتا BETA DECAY

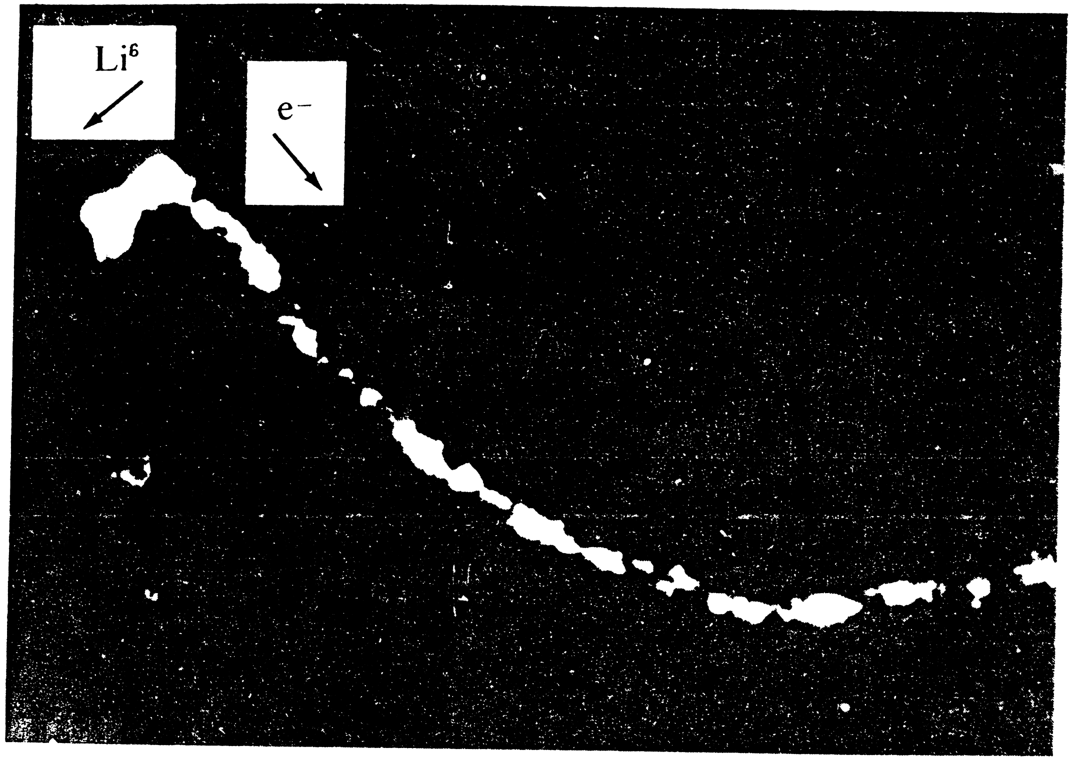
ان انحلال بيتا هو احد اكثر انواع الانحلالات شيوعاً وذلك لان جميع النوى التي لا تقع في مقر منخفض الاستقرار (لاحظ الشكل 11 ـ 4 او الشكل 15 ـ 2) تكون معرضة الى انحلال بيتا . ان هذه العملية هي عبارة عن انبعاث الكترون من النواة ويمكن للالكترونات المنبعثة من النواة نفسها ان تكون سالبة وموجبة في بعض الاحيان لقد اثبت رذرفورد وسودي (1903) وباستعمال طرق كيمياوية ان العدد الذري للمادة يزداد بمقدار وحدة واحدة عند حدوث انحلال بيتا السالب فيها كما اثبت بعد ذلك ان العدد الذري يقل بمقدار وحدة واحدة في حالة انبعاث البوزترون (اكتشف من قبل كوري وجوليو 1934 ,Curie and Joliot) . ان الدراسات

الاولى لنشاط بيتا الاشعاعي لم تميز بين الالكترونات الناتجة عن التحول الداخلي وبين الالكترونات المنبعثة عن النواة في انحلال بيتا الا ان جاوديك عام (1914) قد بين انه بينما تكون الاولى احادية الطاقة فانه يكون للثانية طيفاً مستمراً في الطاقة لكل نوع من النوى .





الشكل 17 _ 4 مخططات انحلال الفا نموذجية (a) انحلال الى حالات متهيجة للنواة الوليدة . ان لف وتناظر كل من الحالات مبين في الشكل (b) الانحلال من حالات متهيجة للنواة الام (Po^{212}) ان الاعداد المجاورة لكل انتقال تبين الشدة النسبية بالنسبة الى 100 انتقال لنواة Po^{212} من الحالة الارضية .



الشكل 18 _ 4 يبين عدم تحقيق قانون حفظ الزخم الخطي ظاهرياً من انحلال بيتا للنواة. $He^6 \rightarrow Li^6 + e^-$

4 _ 6 a فرضية النيوترنيو Neutrino hypothesis.

ان طيف الطاقة المستمر للالكترونات (او للبوزترونات) في انحلال بيتا قد اثبت كونه سؤالاً محيراً على الرغم من ان الطاقة القصوى للطيف الالكتروني تقابل ما هو متوقع من حسابات فرق الكتلة بين النواة الام والنواة الوليدة وباهمال تأثير الارتداد للنواة الوليدة لانه من المرتبة $(m_0/M'_D)T_e$ حيث T_e هي الطاقة الحركية للالكترون نحصل على

$$T_e(\max) = [M'_P - (M'_D + m_0)]c^2 \qquad (4 - 107)$$

وفي هذه المعادلة فان الكتل المستخدمة تمثل الكتل النووية و m_0 هي كتلة الالكترون الساكن

اضافة الى الشذوذ الظاهري لقانون حفظ الطاقة لجميع الالكترونات عدا تلك التي تكون طاقاتها الحركية مساوية للطاقة الحركية القصوى فان هناك شذوذاً آخر يظهر وهو الشذوذ عن قانون حفظ الزخم الزاوي. اننا نتذكر انه وبناءً على فرضية

البروتون – نيوترون لتركيب النواة فان كل النوى التي تكون فيها A. فردية فان من المتوقع ان تكون قيمة عزم الزخم لها هي اعداد نصف صحيحة (البند c. 2 – 1) واذا كانت هذه الحالة صحيحة بكل تأكيد فان الالكترون الذي برمه يساوي $\frac{1}{2}$, سوف يغير الزخم الزاوي للنواة بنفس هذا المقدار ولهذا فان الانحلال من النوع

$$_1H^3 \to {}_2He^3 + e^- \qquad (4-108)$$

يتطلب ان تكون قيمة الزخم الزاوي لنواة He^3 مساوياً لعدد صحيح ولكن هذا مناقض للواقع التجريبي

ومع ان الدراسات تمت بعد وضع فرضية النيوترينو بفترة طويلة الا انها اثبت ان انحلال بيتا يبدو وكانه لا يحقق قانون حفظ الزخم الخطي . ان الشكل (18 – 4) بين صورة في حجرة السحاب للانحلال

$$_2He^6 \to {}_3Li^6 + e^- \qquad (4-109)$$

في حالة السكون وهذه الصورة تظهر تماماً ان محصلة الزخوم في الحالة النهائية لا تساوي صفراً كما يجب ان تكون .

وجميع المشكلات المتعلقة بقوانين الحفظ في انحلال بيتا قد تم التغلب عليها بواسطة النيوترينو الذي وصفه باولى (1933) Pauli والذي افترض وجود جسيم آخر الى جانب الالكترون ويتم انبعاثه في انحلال بيتا. ان شحنة هذا الجسيم قد اعتبرت تساوي صفراً وكتلته قريبة جداً من الصفر (لقد اثبتت التجارب ان كتلة هذا الجسيم اقل من 2000 / 1 من كتلة الالكترون وله زخم زاوي ذاتي مقداره $\frac{1}{2}\hbar$. وهذا الجسيم سوف يحمل معه الزخم الخطي حسب المعادلات (9 – 2) و (10 – 2) . وعلى اعتبار ان كتلة هذا الجسيم هي صفر تماماً فان : –

$$W = T = pc \qquad (4-110)$$

وفي هذه الحالة فانه يمكن كتابة المعادلات (108 – 4) و (109 – 4) بالشكل التالي

$$_1H^3 \to {}_2He^3 + e^- + \bar{\nu} \qquad (4-111)$$
$$_2He^6 \to {}_3Li^6 + e^- + \bar{\nu} \qquad (4-112)$$

ويطلق على الجسيم $\bar{\nu}$ اسم الانتي نيوترنيو او النيوترينو المضاد ***antineutrino*** اما الانحلال المؤدي الى انبعاث البوزترون فيكون مثلاً : –

$$_7N^{13} \to {}_6C^{13} + e^+ + \nu \qquad (4-113)$$

ويطلق على الجسيم ν اسم النيوترينو . ان الطاقة الحركية للالكترون حسب هذه الفرضية ستكون : –

$$T_e = [M'_P - (M'_D + m_0)]c^2 - W_{(\nu)}$$

حيث $W_{(\nu)}$ هي الطاقة المبينة في المعادلة (110 – 4) والتي يأخذها النيوترينو او الانتي نيوترينو ولهذا ~~فان~~ ومع ان الفرق في الكتل هو ثابت دائماً فان الالكترونات ستخرج بتوزيع مستمر للطاقة . ان الزخم الزاوي كذلك بالنسبة للانحلالات (111 – 4) الى (113 – 4) سيكون متوازناً ايضاً على جهتي المعادلة .

ومع انه يظهر من المناقشة السابقة ان النيوترينو قد افترض لاجل انقاذ قوانين الحفظ في الفيزياء الا ان حقيقة وجوده هي الآن خارج مجال اي شك .

ان النيوترينو لا يحمل شحنة (وليس له عزم مغناطيسي) ولا يحدث عنه اي تأين ولهذا فانه لا يمكن الكشف عنه مباشرة . اضافة الى ذلك فانه لا يحمل اية مجالات كهربائية او مغناطيسية كما هي الحال بالنسبة للفوتون ولا يؤثر باي قوى كهرومغناطيسية على الالكترون ولكن عند تفاعله مع النواة فانه سوف يؤدي الى حدوث تفاعل بيتا العكسي ان هذا النوع من التفاعلات قد تم الكشف عنه عملياً (راجع البند 6g – 4) .

6b – 4 حساب الطاقات في انحلال بيتا Energetics of beta decay.

ان تحقيق حفظ الطاقة يتطلب

$$M'_P c^2 = M'_D c^2 + T_D + m_0 c^2 + T_e + W_{(\nu)} \qquad (4\text{-}115)$$

حيث ان الكتل الموجودة هي الكتل الذرية مرة اخرى . كذلك فان حفظ الزخم يتطلب

$$0 = \mathbf{p}_D + \mathbf{p}_e + \mathbf{p}_{(\nu)} \qquad (4-116)$$

وبالاضافة الى الكميات التي وردت سابقاً فقد تم اخذ طاقة ارتداد النواة الوليدة وزخمها بنظر الاعتبار . ويمكن اثبات ان T_D يساوي $(m_0/M'_D)(T_e + W_{(\nu)})$. ويمكن اهماله لاغلب الاغراض العملية

وكما هي الحالة في انحلال الفا فانه من المناسب اعادة كتابة المعادلة (115 – 4) بدلالة الكتل الذرية وبما ان عدد الالكترونات الذرية في الانحلال الالكتروني السالب في النواة الوليدة هو $Z_P + 1$ وللنواة في الانحلال البوزتروني هو $Z_P - 1$

فاننا نجد وفي حالة الانحلال الالكتروني ان : ـ

$$M_P c^2 = M_D c^2 + T_{e^-} + T_{\bar{\nu}} \qquad (4-117)$$

اما بالنسبة للانحلال البوزتروني فيكون

$$M_P c^2 = M_D c^2 + 2m_0c^2 + T_{e^+} + T_\nu \qquad (4-118)$$

وفي كل من هاتين المعادلتين فقد تم افتراض ان كتلة النيوترينو تساوي صفراً وان الفرق في طاقات ارتباط الالكترونات بالذرات هو صغير جداً بحيث يمكن اهماله وبهذا فان تعريف طاقة الانحلال Q في كل حالة سيصبح : ـ

$$Q_{\beta^-} = T_{e^-} + T_{\bar{\nu}} = T_{e^-}(\max) \qquad (4-119)$$

$$Q_{\beta^-} = (M_P - M_D)c^2 \qquad (4-120)$$

$$Q_{\beta^+} = T_{e^+} + T_\nu = T_{e^+}(\max) \qquad (4-121)$$

$$Q_{\beta^+} = (M_P - M_D - 2m_0)c^2 \qquad (4-122)$$

حيث ان المعادلة الاولى في كل حالة تمثل تعريف Q والمعادلة الثانية يمكن استنتاجها من المعادلات (117 ـ 4) و (118 ـ 4) . من هنا يظهر بان الانحلال الالكتروني السالب يمكن ان يحدث اذا كانت $M_{P(Z)}$ اكبر من $M_{D(Z+1)}$ كما ان الانحلال البوزتروني الموجب يحدث ان كانت $M_{P(Z)}$ اكبر من $2m_0 + M_{D(Z-1)}$ كما ان هناك عملية اخرى تسمى بالاقتناص الالكتروني electron capture, يمكن ان تحدث دائماً اذا كانت $M_{P(Z)}$ اكبر من $M_{D(Z-1)}$. وسوف نأتي على شرح هذه العملية في البند 6 ـ 4

ان طاقات انحلال بيتا تعطي الفروقات الموجودة في كتل الايزوبارات مباشرة ولهذا فانها يمكن ان تستخدم لحساب منحنيات الكتل (الشكل 15ـ 2) وكذلك تستخدم لاجل التأكد من تقديرات العلاقة شبه الكلاسيكية للكتلة. ان طاقات الانحلال في النوى المرآتية يمكن ان تعطينا معلومات عن انصاف الاقطار النووية (المعادلة (168ـ 2) والشكل 33ـ 2) كما ان تأثيرات القشرة تنعكس ايضاً على هذه الطاقات .

6 c ـ 4 ثابت انحلال بيتا Decay constant for beta decay.

ان القيم المقاسة لانصاف اعمار انحلال بيتا تتباين في القيم من 10^{-3} ثانية والى 10^{16} سنة . وكما هي الحال في انحلالات كاما فاننا يمكن ان نصنف الانواع العديدة من انحلالات بيتا بالاعتماد على الزخوم الزاوية المدارية للالكترون

وللنيوترينو وايضاً على تغير التناظر . اضافة الى ذلك فاننا يمكن ان نميز الانحلالات التي يكون فيها البرم الذاتي للالكترون والنيوترينو متوازيين (انحلالات كامو ـ تيلن *Gamow-Teller decays*) والانحلالات التي يكون فيها البرمان لا متوازيين (انحلالات فيرمي *Fermi decays*)

ان الانحلالات المسموح بها لاغلب اصناف انحلالات بيتا (الزخم الزاوي الخارج يساوي صفراً) يكون فيها ثابت انحلال متناسباً طردياً مع الاس الخامس لطاقة الانحلال . ان هذه التأثيرات قد تم تفسيرها في نظرية انحلال بيتا التي قام بتطويرها فيرمي (1934) ومن غير الممكن الاستعاضة بالمبادئ الكلاسيكية لتفسير عملية انحلال بيتا وذلك لاننا نواجه في هذه الحالة عملية خلق جسيمين لم يكونا يوجدان اصلاً في داخل النواة سابقاً . ان النظرية الكلاسيكية الوحيدة المتعلقة بعملية الخلق هي نظرية انبعاث الاشعاع الكهرومغناطيسي عن شحنة معجلة . ان معدل كمية الاشعاع المنبعث (المعادلة [(4-47) تتحدد بطبيعة المجالات الكهربائية والمغناطيسية ولهذا فانه لا يمكن استعمالها في المجال العامل بين الالكترون والنيوترينو ولكن مع هذا كله فان فيرمي قد قام بتطوير نظرية مبنية على ميكانيك الكم لعملية انحلال بيتا بصورة مشابهة للنظرية الكمية في الانحلال الكهرومغناطيسي ولهذا السبب فاننا سنورد فيما يلي شرحاً موجزاً للنظرية الاخيرة ليتسنى لنا فهم الاساسيات المهمة .

ان المعالجة التي تعتمد ميكانيك الكم لاحتمال الانتقال بين حالتين يفترض فيها انها تدرس المجموعة ككل والتي هي في هذه الحالة عبارة عن النواة والمجال الكهرومغناطيسي المحيط بها . ان الانتقال يحصل في الحالة الابتدائية (النواة المتهيجة + صفر من الاشعاع) الى الحالة النهائية (النواة النهائية + اشعاع) . اننا نتصور هنا ان تأثيراً صغيراً فقط هو كافٍ لتحفيز الانتقال وانه ليس هناك حاجة لاضافة طاقة الى المجموعة . ان تبرير هذه الفرضية يتأتى من حقيقة ان الفترة الزمنية التي يستغرقها الانحلال اي عمر النواة هي طويلة جداً بالمقارنة مع الفترات الزمنية النووية . اي انه عملياً يكون سير الانحلال بطيئاً جداً بالنسبة لمقاييس الزمن النووية ولهذا فان المجموعة تبقى غير متأثرة وبمعنى اخر فاننا نحتاج الى تأثير بسيط جداً في الحالة الابتدائية للحصول على الانتقال .

ولاجل ان نسهل الامور فاننا سنفترض وجود المجموعة داخل صندوق كبير مغلق وينتج عن ذلك حالات كثيرة من الطاقة (راجع البند 2 f ـ 2) . ان مجال الاشعاع سوف يكون موجات مستقرة داخل هذا الصندوق ولكل منها طاقة معينة

كما هو مبين تخطيطياً في الشكل $19a$. – 4 . ان النواة المتهيجة وصفراً من الاشعاع يمثلان الحالة الابتدائية وهي مستوٍ واحد من الطاقة فقط في حين تكون المستويات الاخرى خالية .

ان بالامكان وباستخدام معادلة شريدنجر 14 – 2 اثبات انه اذا تعرضت مجموعة الى جهد (يعتمد على الزمن) من النوع المبين في الشكل 19 – 4 فان المجموعة سوف تستطيع الانتقال الى مستويات قريبة من المستوي الابتدائي . ان هذه المستويات تمثل النواة النهائية + فوتون واحد

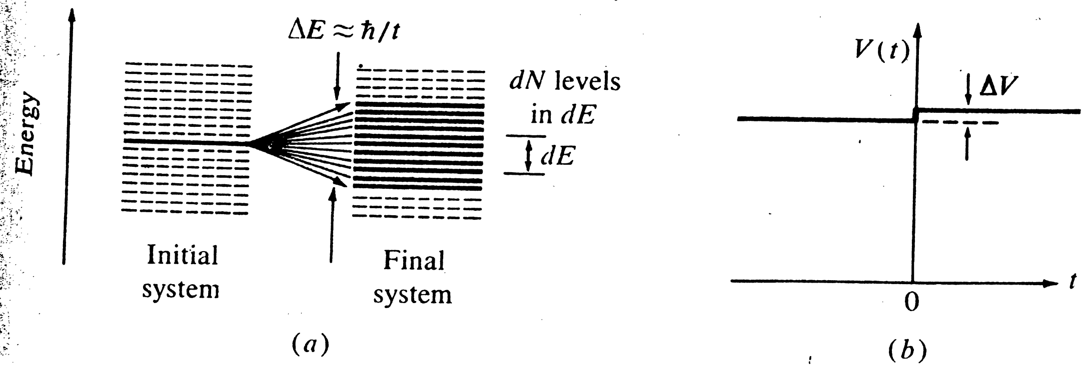
ان التشتت في الطاقة ΔE لمجموعة المستويات الذي يمكن ان نتوصل اليه بعد زمن مقداره t من لحظة بدء تسليط جهد التغيير ΔV يكون مساوياً تقريباً للمقدار $\hbar/t$ حسب قاعدة اللاتعيين وكلما ازدادت قيمة t فان ΔE لسوف تقترب من الصفر ولهذا فان قانون حفظ الطاقة يتحقق في النهاية ولكن على كل فان ثابت الانحلال (احتمال الانتقال لكل وحدة زمن) يكون متناسباً مع dN/dE, اي عدد الحالات المتوفرة لكل وحدة طاقة . ان المعادلة الكاملة لثابت الانحلال هي : –

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar}\left|\int \psi_f^*(\text{system})\, \Delta V\, \psi_i(\text{system})\, dx\, dy\, dz\right|^2 \frac{dN}{dE} \qquad (4-123)$$

ان التكامل يمتد على حجم الصندوق الذي يحتوي المجموعة كما تجب ملاحظة ان دالة الموجة في كل حالة هي للمجموعة ككل وفي حالة انحلال كاما فان : –

$$\psi_i = \psi' \text{ (للنواة المتهيجة)} \qquad (4-124)$$

$$\psi_f = \psi \text{(للنواة النهائية)} \times \psi' \text{ (للفوتون)} \qquad (4-125)$$

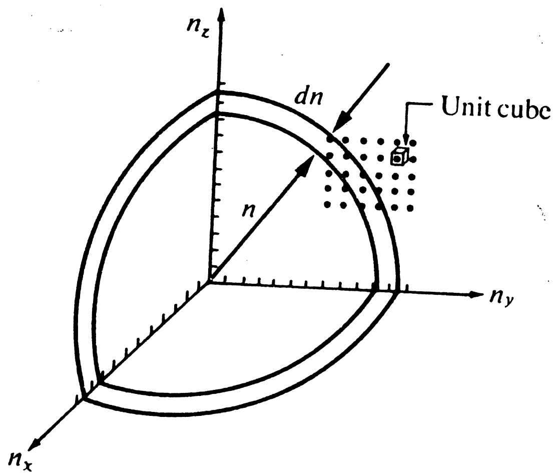


الشكل 19 – 4 المعالجة التي تعتمد ميكانيك الكم لاحتمال الانتقال (a) الانتقال من الحالة الابتدائية الى مجموعة من الحالات النهائية . ان المستويات المتقطعة خالية بينما الخطوط المستمرة تمثل مستويات مملوءة (b) جهد التغيير الذي ينتج عنه الانتقال .

وكما بينا سابقاً فان دالة موجة الفوتون هي عبارة عن موجة مستقرة داخل الصندوق المغلق وبهذا تكون الشروط (81 – 2) و (83 – 2) منطبقة على متجه الموجة k للاشعاع . ومن هذا فانه يصبح من السهل حساب كثافة الحالات dN/dE. ان دالة الموجة للفوتون (للفوتون) ψ هي مشابهة جداً للمعادلة (112 – 2) . ان لكل مجموعة من الاعداد الصحيحة n_x, n_y, n_z . فان هناك حالة واحدة للفوتون . ولحساب dN/dE, فاننا نستخدم حقيقة كون الطول n لمتجه نصف القطر في فضاء $\mathbf{n}$ (الشكل 20 – 4) يتناسب طردياً مع زخم الفوتون p

$$\begin{aligned} p &= (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)^{\frac{1}{2}} \\ &= \hbar(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)^{\frac{1}{2}} \\ &= \frac{\hbar\pi}{L}(n_x^2 + n_y^2 + n_z^2)^{\frac{1}{2}} \\ &= \frac{\hbar\pi}{L} n \end{aligned} \qquad (4-126)$$

حيث تم تطبيق المعادلات (27 – 2) و (81 – 2) و (83 – 2)



الشكل 20 – 4 الحجم في فراغ n . ان طول متجه نصف القطر يتناسب مع الزخم ان عدد الحالات في مجال معين من الزخم يساوي عدد المجموعات الموجود من n_x, n_y, n_z داخل الحجم الذي يمثل هذا المجال من الزخم .

ان عدد الحالات dN التي تمثل زخوماً تقع ما بين $p + dp$ يكون مساوياً لعدد مجموعات n_x, n_y, n_z الموجودة والموجبة والتي تقع قيمتها بين $n + dn, n$ ومن المعادلة 126 – 4 نحصل على

$$dn = \frac{L}{\pi\hbar} dp \quad (4-127)$$

وبما ان الحجم في فضاء n والمرتبط بكل مجموعة من الاعداد الصحيحة n_x, n_y, n_z هو عبارة عن مكعب حجمه وحدة واحدة فان اي حجم في فضاء n سيكون مساوياً عددياً لعدد هذه المجموعات الموجودة داخله ولهذا فان : —

$$dN = \tfrac{1}{8}4\pi n^2 dn$$

$$= \frac{p^2 dp L^3}{2\pi^2\hbar^3} \quad (4-128)$$

$$\frac{dN}{dE} = \frac{p^2(dp/dE)L^3}{2\pi^2\hbar^3} \quad (4-129)$$

وفي حالة الفوتون فان $E_r = p_r c$ المعادلات (1 – 2) و (3 – 2) ولهذا فان : —

$$\frac{dN}{dE_r} = \frac{E_r^2 L^3}{\pi^2 c^3 \hbar^3} \quad (4-130)$$

حيث تم ضرب معامل قيمته 2 لاخذ احتمال وجود استقطابين عرضيين للاشعاع الكهرومغناطيسي بنظر الاعتبار والذين يمثل كل منهما حالة مستقلة للفوتون .
ولحساب ثابت انحلال كاما فاننا نحتاج الى ايجاد قيمة مربع عنصر المصفوفة في المعادلة (4 – 123) . كما نلاحظ ايضاً ان المعامل $1/L^3$ قد تم التخلص منه ضمن المعيارية(photon) ψ قارن مع المعادلة (2 – 112) ان المعادلة (4 – 55) في حالة اشعاع ثنائي القطب يمكن الحصول عليها ايضاً من الحل الكامل للمعادلـة (4 – 123)

والآن لو انتقلنا الى انحلال بيتا فاننا نستطيع استخدام المعادلة (4 – 123) للانحلال الالكتروني السالب فيصبح لدينا مثلاً :—

$$\psi_i(\text{system}) = \psi(\text{parent nucleus}) \quad (4-131)$$

$$\psi_f(\text{system}) = \psi(\text{daughter nucleus})\,\psi(\text{electron})\,\psi(\text{antineutrino}) \quad (4-132)$$

ولحساب كثافة الحالات فاننا ومرة اخرى نضع المجموعة من مركز صندوق كبير مغلق كما في الشكل (4 – 21) . ان عدد الحالات النهائية لكل وحدة طاقة هي العدد dN_{tot} لحالة الالكترون – انتي نيوترينو في مجال للطاقة قيمته dQ_{β^-} المعادلة ((4 – 119)) وبما ان توجد حالات مستقرة للانتي نيوترينو لكل حالة

للالكترون فان : —

$$dN_{tot} = dN_{e^-}\, dN_{\bar\nu} \quad (4-133)$$

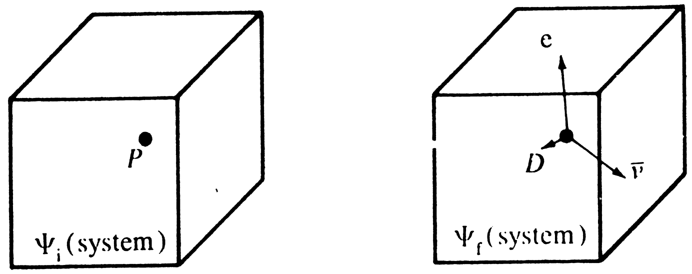
وتكون قيم dN_{e^-} و $dN_{\bar\nu}$ كما في المعادلة (4 – 128) . ان احتمال حصول انتقال بيتا لكل وحدة زمن وحسب المعادلة (4 – 123) هو : —

$$\frac{2\pi}{\hbar}|\mathcal{M}|^2 \frac{dN_{tot}}{dQ_{\beta^-}} \quad (4-134)$$

وباستعمال المعادلات (4 – 131) و (4 – 132) فان : —

$$\mathcal{M} = \int \psi_D^* \psi_{e^-}^* \psi_{\bar\nu}^* \,\Delta V\, \psi_P \, dx\, dy\, dz \quad (4-135)$$

ان الحروف D و P تمثل النواة الوليدة والنواة الام على التوالي
إن المعادلة (4 – 134) تحتوي على مربع لعنصر معين من عناصر مصفوفة الانتقال $\mathcal{M}$ وكثافة الحالات dN_{tot}/dQ_{β^-} وبما أن الاخيرة هي التي تحدد شكل طيف اشعة بيتا فإننا سنتوسع في دراستها بدرجة اكبر



الشكل 21 – 4 انحلال بيتا (الاشعاع الالكتروني السالب) ولاغراض الحساب فان المجموعة قد وضعت في داخل صندوق كبير مغلق حجمه L^3 . ان P هي النواة الام و D هي النواة

6 d – 4 شكل طيف بيتا Shape of beta spectrum.

إن ايجاد dN_{tot}/dQ_{β^-} يعتمد على طريقة القياس العملية التي نتبعها وفيما إذا كانت تعتمد الكشف عن الالكترونات الخارجة في مجال معين من الزخم δp_{e^-} أو في مجال معين من الطاقة δT_{e^-} مثلا ومن المعادلة (4 – 119) فإن : — $\frac{dN_{tot}}{dQ_{\beta^-}} = \frac{dN_{tot}}{dT_{\bar\nu}}$

$$= p_{e^-}^2 \delta p_{e^-} p_{\bar\nu}^2 \frac{dp_{\bar\nu}}{dT_{\bar\nu}} \frac{L^6}{4\pi^4\hbar^6} \quad (4-136)$$

وباستخدام العلاقات (4 – 133) و (4 – 128) فإن العلاقات (4 – 110) و

(4 _ 119) تعطينا : _

$$\frac{dp_{\bar{\nu}}}{dT_e} = \frac{1}{c} \qquad (4-137)$$

$$p_{\bar{\nu}} = \frac{T_{e^-}(\max) - T_{e^-}}{c} \qquad (4-138)$$

$$\frac{dN_{\text{tot}}}{dQ_\beta} = p_e^2[T_e(\max) - T_e]^2 \delta p_e \frac{L^6}{4\pi^4 c^3 \hbar^6} \qquad (4-139)$$

حيث تم اسقاط الاشارة السالبة من التسميات لان الشروط نفسها تنطبق ايضاً على الانحلال البوزتروني وبالتعويض في المعادلة (134 _ 4) فإننا نجد أن احتمال انبعاث الالكترون في وحدة الزمن بزخم يتراوح ما بين p_e و $p_e + \delta p_e$ هو : _

$$\Lambda(p_e)\delta p_e = p_e^2[T_e(\max) - T_e]^2 \delta p_e \frac{|\mathcal{M}|^2}{2\pi^3 c^3 \hbar^7} \qquad (4-140)$$

ويمكن من هذه المعادلة الحصول على احتمال خروج الالكترون في وحدة الزمن بطاقة مرئية تتراوح ما بين T_e, $T_e + \delta T_e$ وذلك باستخدام المعادلات (9 _ 2) و (10 _ 2) لربط p_e و T_e. (في انحلال بيتا تنبعث الالكترونات بطاقات نسبية لذلك فإن التقريبات غير النسبية لا تكون كافية) وبهذا نحصل على

(4 _ 141)

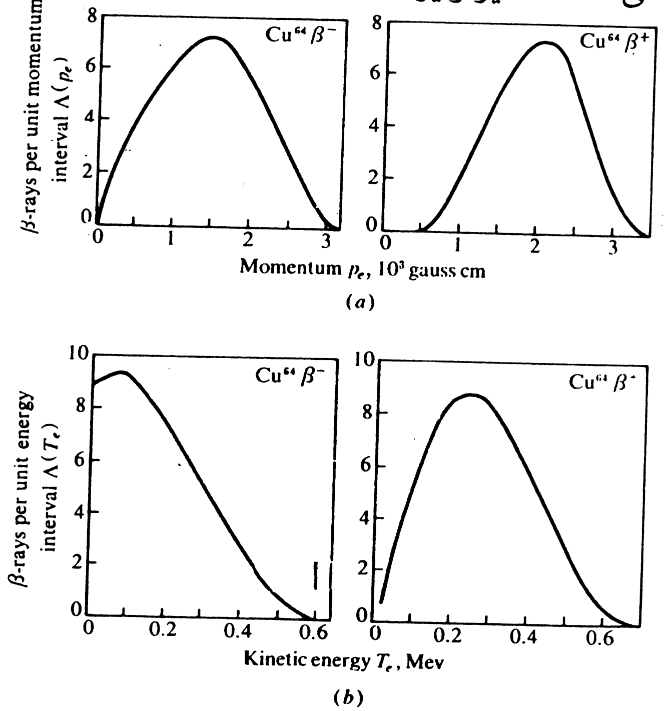
ان الكمية $|\mathcal{M}|^2$ لا تعتمد عل طاقة الالكترون بصورة عملية في اغلب انواع انحلالات بيتا الشائعة ولكن بعد اجراء الحسابات فقد اتضح انها تحتوي على معامل اختراق كولوم ان هذا العامل في الحسابات غير النسبية يكون مطابقاً للمعادلة (86 _ 4) وبقيمة للمقدار γ كالتي يحددها الحد الاول من المعادلة (94 _ 4) حيث تكون $z = -1$ للالكترونات $z = +1$ للبوزترونات ولهذا فان الجزء من منحني توزيع الالكترونات الذي يمثل طاقات واطئة يكون غير واضح وذلك لان الالكترونات تتعرض للسحب الى الخلف كما يجري دفع البوزترونات الى الامام بواسطة التنافر مع النواة ولهذا فان الطيف يكون مزاحاً الى الامام . ان هذه التأثيرات مبنية في الشكل (22 _ 4) . ان من الشائع فصل تأثير الاختراق عن $|\mathcal{M}|^2$ وتسمية معامل الاختراق $F(Z_D, p_e)$, بدالة فيرمي *Fermi function.* وبذلك تصبح : _

$$\Lambda(p_e)\delta p_e = F(Z_D, p_e) p_e^2[T_e(\max) - T_e]^2 \delta p_e \frac{|\mathcal{M}'|^2}{2\pi^3 c^3 \hbar^7} \qquad (4-142)$$

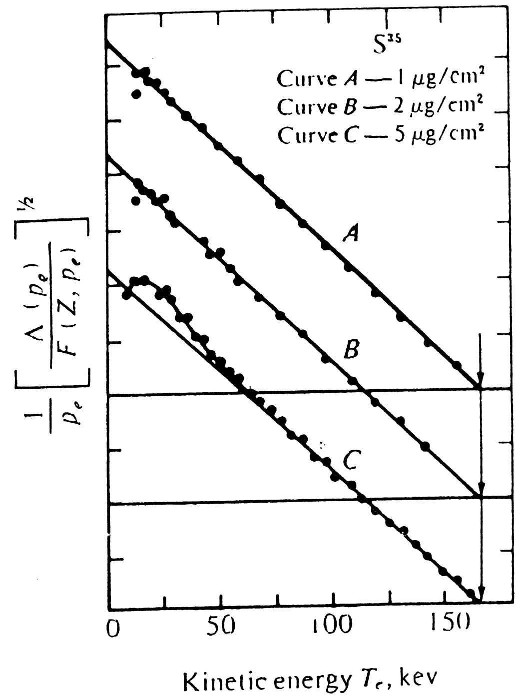
حيث ان الاشارة على $\mathcal{M}'$ تدل على ان معامل الاختراق قد تم فصله ان المعادلة (142 _ 4) هي الاساس فيما يسمى برسوم كوري *Kurie plot* لاطياف بيتا والتي تستخدم بسهولة لايجاد $T_e(\max)$. حيث نحصل مباشرة من اجهزة قياس طيف بيتا على الكمية التي تتناسب مع $\Lambda(p_e)$ ولهذا فان رسم المقدار

$$\frac{[\Lambda(p_e)/F(Z_D, p_e)]^{\frac{1}{2}}}{p_e}$$

بدلالة T_e يعطينا خطأ مستقيماً اذا كانت $\mathcal{M}'$ غير معتمدة على p_e. ان تقاطع هذا المستقيم مع محور T_e يعطينا القيمة $T_e = T_e(\max)$. ومع انه توجد اطياف لاشعة بيتا تكون فيها $\mathcal{M}'$ معتمدة على الطاقة الا انه لوحظ في بعض الاحيان ان هناك شذوذاً طفيلياً اخر عن الخط المستقيم في رسوم كوري . ان هذا الشذوذ قد يكون بسبب التصادمات والخسارة في طاقة الالكترونات داخل المصدر المشع (الشكل 23 _ 4) ان شكل رسوم كوري قرب $T_e(\max)$. قد يستعمل ايضاً لتعيين الحد الاقصى لكتلة النيوترنيو



الشكل 22 _ 4 الشكل العملي لطيف بيتا *(a)* علاقة عدد جسيمات بيتا لكل وحدة زخم مع زخم جسيم بيتا . ان وحدات الزخم هنا هي كاوس _ سنتمتر لان حاصل الضرب *Br* يمكن ان يستخدم لقياس الزخم (راجع المعادلة (21 _ 3)) *(b)* عدد جسيمات بيتا لكل وحدة طاقة حركية وفي كل من الطريقتين في الرسم فان التغطية الموجودة في اطياف β^- والتعرية الموجودة في طيف β^+ تبدو واضحة .



...كل 23 – 4

...وم كوري لطيف بيتا في عنصر S^{35}. وقد تمت إزاحة المنحنيات A و B شاقولياً لاجل ...ضيح . ان هذه المنحنيات تبين تأثير سمك المصدر المشع والذي يولد زيادة في جزء الطيف ...ي يمثل طاقات واطئة وذلك بسبب الخسارة في الطاقة الناتج عن التصادمات داخل المصدر .

– 4 عمر وتصنيف انحلالات بيتا Lifetime and classification of beta decays.

ان ثابت انحلال بيتا يمكن ايجاده وذلك باجراء التكامل على المعادلة (4 – 14...) للطيف ككل : –

$$\lambda_\beta = \int_0^{p_e(\max)} \Lambda(p_e)\,dp_e$$

$$= \int_0^{\eta_0} F(Z_D,\eta)\eta^2(w_0 - w)^2\,d\eta\,|\mathcal{M}'|^2 \frac{m_0{}^5c^4}{2\pi^3\hbar^7} \qquad (4\text{-}14...$$

...ث تم استخدام الطاقة والزخم المختزلين للسهولة بحيث

$$\eta = \frac{p_e}{m_0c} \qquad \eta_0 = \frac{p_e(\max)}{m_0c} \qquad (4 - 1...$$

$$w = \frac{W}{m_0c^2} = \frac{T_e}{m_0c^2} + 1 \qquad w_0 = \frac{T_e(\max)}{m_0c^2} + 1 \qquad (4 - 146)$$

ان حساب التكامل عددياً في المعادلة (144 – 4) في حالة كون $\mathcal{M}'$ غير معتمدة على الطاقة يعطي

$$\lambda_\beta = f(Z_D,w_0)\,|\mathcal{M}'|^2 \frac{m_0{}^5c^4}{2\pi^3\hbar^7}$$

ان الدالة f قد تم رسمها في الشكل 24 – 4 وهي تتناسب تقريباً مع $T_e(\max)$. وعلى الرغم من عدم وجود تقدير عام لقيمة $|\mathcal{M}'|^2$ يشابهه التقدير الذي اعطاه وايسكويف لثابت انحلال كاما λ_γ (المعادلة (64 – 4)) فان المعادلة (147 – 4) تستخدم في تصنيف اشعة بيتا . لقد جرت العادة على ان يستخلص المقدار g والذي يمثل مرتبة جهد التفاعل ΔV عن $\mathcal{M}'$ (المعادلة (135 – 4)) واعادة كتابة المعادلة (147 – 4) بالشكل

$$f(Z_D,w_0)t_{\frac{1}{2}} = \frac{t_0}{|M|^2} \qquad (4 - 148)$$

$$t_0 = \frac{2\pi^3\hbar^7 \ln 2}{m_0{}^5c^4g^2}$$

$$\approx 6{,}000 \text{ sec} \qquad (4 - 149)$$

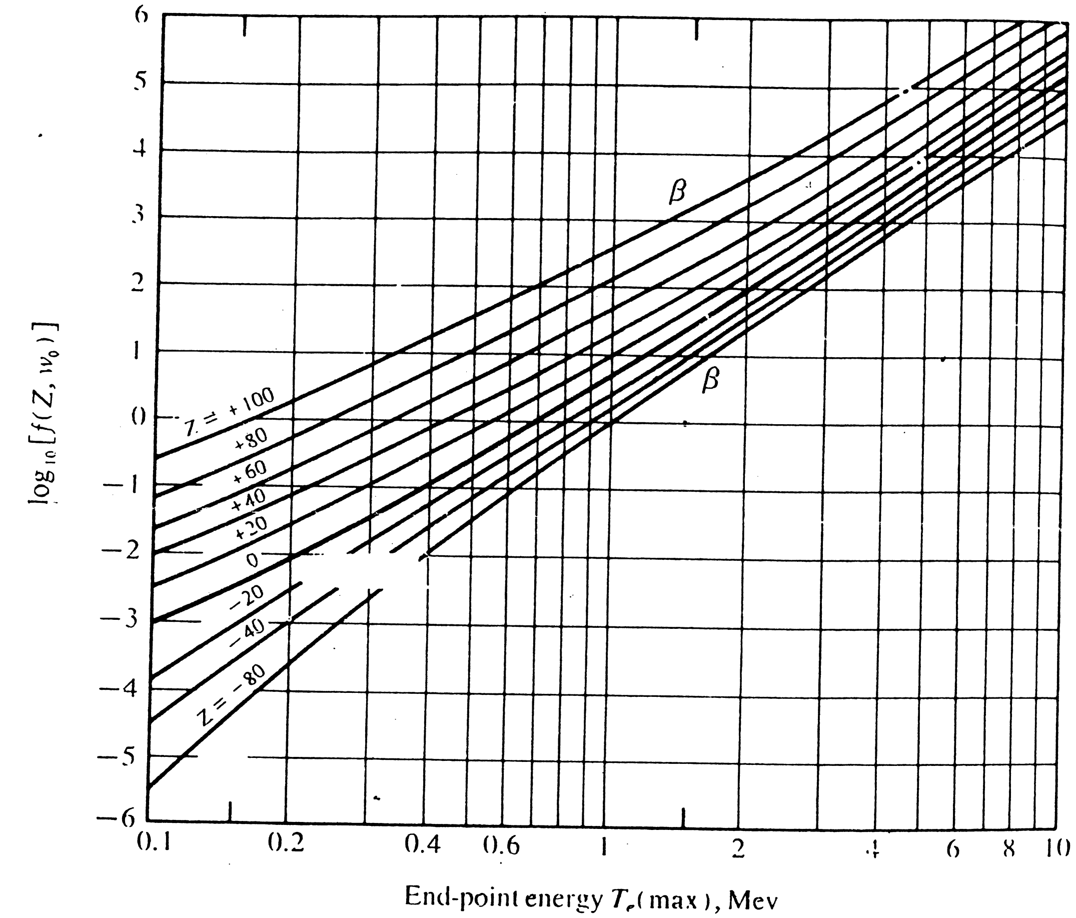
$$M = \frac{\mathcal{M}'}{g} \qquad (4 - 150)$$

ان المعادلة (148 – 4) تفصل وبصورة جيدة المعاملات الكينماتيكية kinematical factors في انحلال بيتا عن التأثيرات النووية الحقيقية والتي يحتويها M (او $\mathcal{M}'$) . وكما هي الحالة في انحلال كاما فان M هي حساسة جداً لقواعد الاختيار للزخم الزاوي المداري $L_\beta\hbar$ والذي يحمله ازدواج الالكترون – نيوترنيو . ان مرتبة $|M|^2$ تقل بمعامل يتراوح من 10^{-2} الى 10^{-4} تقريباً كلما ازدادت L_β. بمقدار وحدة واحدة . وبما ان ازدواج الالكترون – نيوترنيو له برم ذاتي $S_\beta\hbar$, فان حفظ الزخم الزاوي يفرض ان تكون

$$\mathbf{I}_P = \mathbf{I}_D + \mathbf{L}_\beta + \mathbf{S}_\beta \qquad (4 - 151)$$

وكما تعودنا سابقاً فان الرموز P و D تمثل النواة الام والنواة الوليدة كما انه من الممكن اثبات ان تغير التناظر في انحلال بيتا هو $(-1)^{L_\beta}$, وبهذا فان حفظ التناظر يتطلب ان تكون

$$\pi_P = (-1)^{L_\beta}\pi_D \qquad (4 - 152)$$



الشكل 24 _ 4

رسم الدالة f بدلالة الطاقة الحركية القصوى لاشعة بيتا في حالة انبعاث كل من الالكترونات والبوزترونات حيث Z هي العدد الذري للنواة الوليدة . عندما تكون T_e(max) . اكبر من 1 Mev, فان f تتناسب تقريباً مع .T_e(max) . مرفوعة الى الاس الخامس .

ان الكمية $|M|^2$ يمكن ان نفصل بدلالة حدود تمثل قيماً تصاعدية للزخم الزاوي L_β، وهذا مشابه للمعادلة (63 _ 4) في انحلال كاما

$$|M|^2 = |M(L_\beta = 0)|^2 + |M(L_\beta = 1)|^2 + |M(L_\beta = 2)|^2 + \cdots \quad (4 - 153)$$

ان الجزء الاكبر من $|M|^2$ يتحدد بالمركبة التي تكون لها اقل قيمة للزخم الزاوي L_β وتحقق في نفس الوقت المعادلات (151 _ 4) و (152 _ 4) . وبهذا فان هذه المركبة تحدد مقدار $ft_{\frac{1}{2}}$ او λ_β. ان الانحلالات التي تكون فيها $L_\beta = 0$ تسمى بالانحلالات المسموحة *allowed,* وعندما تكون $L_\beta = 1$ فانها تسمى بالانحلالات المنوعة الاولى *first forbidden,* وعندما تكون $L_\beta = 2$ فان الانحلالات تسمى

المنوعة الثانية *second forbidden,* الخ وكما بينا في البند 6 c, _ 4 فان الانحلالات التي تكون فيها $S_\beta = 0$ (انحلالات فيرمي) تتميز عن تلك الانحلالات التي تكون فيها ($S_\beta = 1$) (انحلالات كامو _ تيلر) ولكن الاختلافات في قيم $|M|^2$ بين هذين النوعين قليلة جداً .

ان قواعد الاختيار (151 _ 4) و (152 _ 4) قد تم تطبيقها على بعض الامثلة في الجدول 3 _ 4

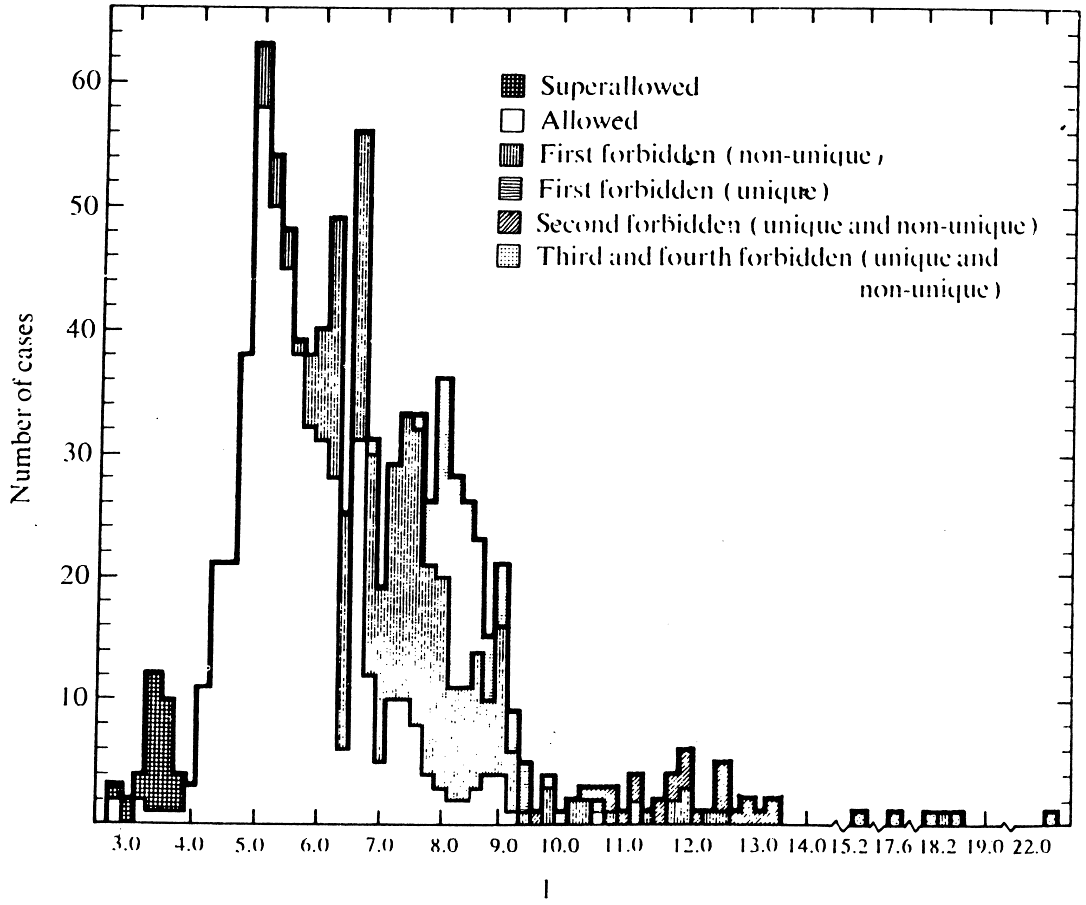
الجدول 3 _ 4 امثلة لانحلالات بيتا

Initial nucleus†		*Final nucleus*		*Predominant decay mode*
$_2He^6$	(0^+)	$_3Li^6$	(1^+)	Allowed, G.T.‡
$_8O^{14}$	(0^+)	$_7N^{14*}$	(0^+)	Allowed, F.‡
$_0n^1$	($\frac{1}{2}^+$)	$_1H^1$	($\frac{1}{2}^+$)	Allowed, G.T. and F. mixed
$_{16}S^{35}$	($\frac{3}{2}^+$)	$_{17}Cl^{35}$	($\frac{3}{2}^+$)	Allowed, G. T. and F. mixed
$_{39}Y^{91}$	($\frac{1}{2}^-$)	$_{40}Sr^{91}$	($\frac{5}{2}^+$)	First forbidden, G.T.‡
$_{17}Cl^{38}$	(2^-)	$_{18}A^{38*}$	(2^+)	First forbidden, G.T. and F. mixed
$_4Be^{10}$	(3^+)	$_5B^{10}$	(0^+)	Second forbidden, G.T.‡

† The total angular momentum and parity of each state is given.
‡ Only possible decay mode, called *unique transition.*

ان بعض النتائج العملية لقيم $\log ft_{\frac{1}{2}}$ مبينة في الشكل 25 _ 4 . ان الانحلالات التي يكون فيها هذا المقدار اقل ما يمكن تتجمع حول القيمة 3.5 وتكون بين النوى المرآتية (البند 7 _ 2) وتسمى بالانحلالات فوق المسموح بها *super-allowed* وذلك لان دالات الموجات للنوى الابتدائية والنهائية تلتحم مع بعضها التحاماً تاماً وبهذا تصبح قيمة $|M|^2$ في المعادلة (150 _ 4) مساوية تقريباً للواحد . ان البروتون الاخير مثلاً في نموذج القشرة يمكن تصوره على انه هو الذي سينحل ويصبح نيوتروناً وفي النواة المرآتية فان النيوترون هذا سيكون له دالة موجة مطابقة لدالة موجة البروتون ولذلك فان هناك تلاحماً كاملاً بين دالتي الموجتين . ان البروتون الاخير والنيوترون الاخير في اغلب النوى الاخرى يكونان في قشرة مختلفة في اغلب الاحيان . ان الشكل 25 _ 4 يبين ان هذه الحقيقة تؤدي الى تقليل احتمال الانحلال بنسبة تبلغ حوالي 10^{-2} . ان الحساسية العالية لانحلال بيتا تجاه التحام دوال الموجات الابتدائية والنهائية يؤدي الى تشتت كبير بين مختلف رتب

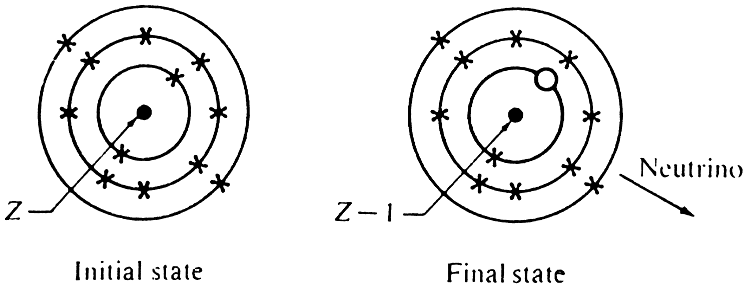
انحلال بيتا والذي يظهر في الشكل 25 ـ 4 وهذا يؤدي الى استحالة تعيين رتبة انحلال ما بالاعتماد على قيمة $ft_{\frac{1}{2}}$ فقط بل يجب توفر معلومات اضافية عن البرم والتناظر . ان هذه المعلومات الاضافية قد تم استخدامها في الحقيقة في الرسم الموجود في الشكل 25 ـ 4 .



الشكل 25 ـ 4 توزيع قيم $\log ft_{\frac{1}{2}}$ لباعثات بيتا المعروفة

6f ـ 4 الانحلال باقتناص الكترون Electron-capture decay.

ان هناك عملية اخرى تشابه عملية الانحلال البوزتروني تم اكتشافها من قبل اليفارز(1937) Alvarez . ان احد الالكترونات الذرية يمكن ان يتم اقتناصه بواسطة النواة تحت ظروف معينة . ان الاقتناص الاكثر احتمالاً هو ذلك الذي يتم من مستوى K وذلك لان الالكترونات الموجودة فيه لها اكبر احتمال ممكن في ان تكون داخل النواة .



الشكل 26 ـ 4 عملية اقتناص الالكترون في هذا المثال يظهر اقتناص الكترون K . ان عملية الاقتناص من المستويات الاخرى ممكنة ايضاً .

ان حسابات الطاقة في هذه العملية يمكن اجراؤها بالاستعانة بالشكل 26 ـ 4 حيث تكون الحالة الابتدائية مكونة من الذرة الام والحالة النهائية مكونة من الذرة الوليدة والنيوترينو ونلاحظ ان شحنة النواة في الحالة النهائية متوازنة مع عدد الالكترونات الذرية . ان قانون حفظ الطاقة يعطينا : ـ

$$M_P c^2 = M_D c^2 + E_B + T_\nu \qquad (4 - 154)$$

حيث تمثل E_B طاقة ارتباط الالكترون المفقود في النواة الوليدة . ان الكتل هنا هي للذرات في حالاتها الارضية وقد تم اهمال طاقة الارتداد للنواة الوليدة . ان قيمة Q لعملية اقتناص الالكترون تعرف على انها مساوية للطاقة الحركية للنيوترينو

$$Q_{\text{e.c.}} = T_\nu$$
$$= (M_P - M_D)c^2 - E_B \qquad (4 - 155)$$

وبما ان طاقة ارتباط الالكترونات الخارجية $E_B \approx 0$, فان اقتناص الالكترون يمكن ان يحدث في جميع الحالات التي تكون فيها $M_{P(Z)}$ اكبر من $M_{D(Z-1)}$. ان عملية اقتناص الالكترون من المدارات الداخلية تليها دائماً عمليات ثانوية اخرى كانبعاث اشعة x. او انبعاث الكترونات اوكر Auger (راجع البند 4c. ـ 3) من الذرة الوليدة .

ان الشكل 27 ـ 4 يلخص حسابات الطاقة لثلاثة انواع من عمليات انحلال بيتا . ان جميع هذه الانحلالات الثلاثة يمكن ان تؤدي الى حالات متهيجة . ان بعض مخططات الانحلال النموذجية مبينة في الشكل 28 ـ 4

ان حساب ثابت الانحلال $\lambda_{e.c.}$ لاقتناص الالكترون يمكن ان يتم بواسطة النظرية نفسها التي ذكرت سابقاً . ان العلاقة 129 _ 4 هي التي يجب ان تطبق لحساب كثافة الحالات وذلك لان هناك جسيماً واحداً منبعثاً فقط في هذه الحالة . وقد وجد أن قيمة $\lambda_{e.c.}$ لانتقالات المسموح بها تتناسب مع T_ν^2 (قارن مع المعادلة (130 _ 4)) . ان النسبة $\lambda_{e.c.}/\lambda_{\beta+}$. لا تعتمد عملياً على اية تأثيرات نووية ولذلك فهي تعد مقداراً جيداً لتدقيق صحة نظرية انحلال بيتا . ان الشكل 29 _ 4 يبين النسب المحسوبة لاحتمال اقتناص K بالمقارنة مع احتمال انبعاث البوزترون . ان الاتفاق بين القيم المحسوبة والقيم العملية جيد فعلاً . ان النسبة $\lambda_{e.c.}/\lambda_{\beta+}$ يمكن ان تستخدم بعد استخدامها في تدقيق النظرية لتوقع قيم طاقات نقطة النهاية للانحلالات .

6g _ 4 انحلال بيتا العكسي Inverse beta decay.

ان نظرية انحلال بيتا تتوقع ان يكون للنيوترينو احتمال صغير جداً ولكن محدد ايضاً للتفاعل مع النوى . ان هذا الاحتمال هو في حدود 10^{-19} مرة اقل من احتمال التفاعلات النووية الاعتيادية . ان تفاعلاً من هذا النوع وكما سبق ان ذكرنا قد اكتشف من قبل رينس وكوان (1953) Reines and Cowan حيث انهما بحثا عن التفاعل .

$$\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+ \qquad (4-156)$$

وقد تم انتاج الانتي النيوترينوات من انحلالات بيتا التي تحصل في التفاعل النووي . ان هذا التفاعل يسمى بتفاعل بيتا العكسي :

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} \qquad (4-157)$$

وبما انه وحسب نظرية ديراك (البند d 4 _ 3) فان خلق الكترون هو مكافىء لفناء بوزترون فان التفاعل يكون : _

$$n + e^+ \rightarrow p + \bar{\nu} \qquad (4-158)$$

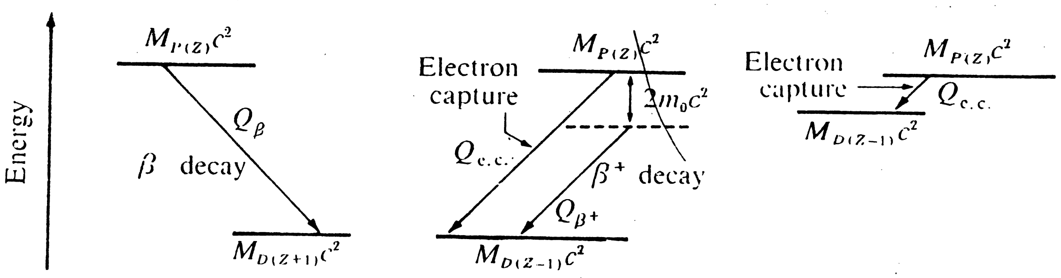
مكافئاً تماماً لانحلال بيتا

ان خلق النيوترون في التفاعل (156 _ 4) قد تم الكشف عنه بواسطة الكشف عن اشعاع الفناء الناتج عن البوزترون والذي يليه بعد بضع مايكروثانية من الزمن للكشف عن اشعاع كاما الناتج عن اقتناص النيوترون البطيء (راجع البند 5 c _ 5) . ان هذه الحوادث المتسلسلة يمكن بواسطتها اختيار التفاعل (156 _ 4)

وفصله عن التشويش الموجود ان احتمال حدوث التفاعل قد تم التأكد منه بواسطة فتح وغلق المفاعل الذي ينتج جسيمات الانتي نيوترينو وقد اتضح ان هذا الاحتمال يتفق مع القيمة النظرية لقد حاول ديفس (1955) Davis بواسطة تجربة مشابهة الكشف عن عملية اقناص الالكترون .

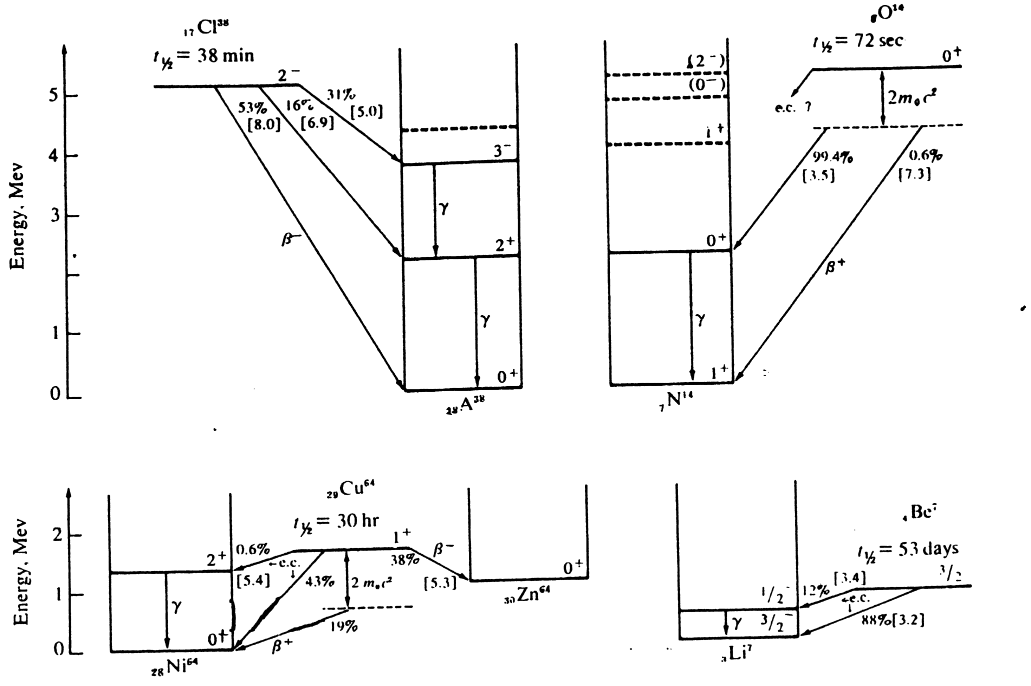
$${}_{18}A^{37} + e^- \rightarrow {}_{17}Cl^{37} + \nu \qquad 4-160$$

ولكنه لم يفلح في الكشف عن وجود التفاعل $Cl^{37} + \nu \rightarrow A^{37} + e^-$ بالقرب من المفاعل . وبما ان المفاعل ينتج جسيمات الانتي نيوترينو فان هذا يبين بوضوح بان جسيمات النيوترينو والانتي نيوترينو هي جسيمات مختلفة ونحن نعلم الان انها تختلف فيما بينها من ناحية اتجاه البرم الذاتي ففي حين يكون اتجاه اللف الذاتي للنيوترينو عكس اتجاه حركته فان اللف الذاتي للانتي نيوترينو يكون موازياً لاتجاه حركة الجسيم (كولدهابر وكرودزنس وسنيار [Goldhaber, Grodzins, and Sunyar (1958)]

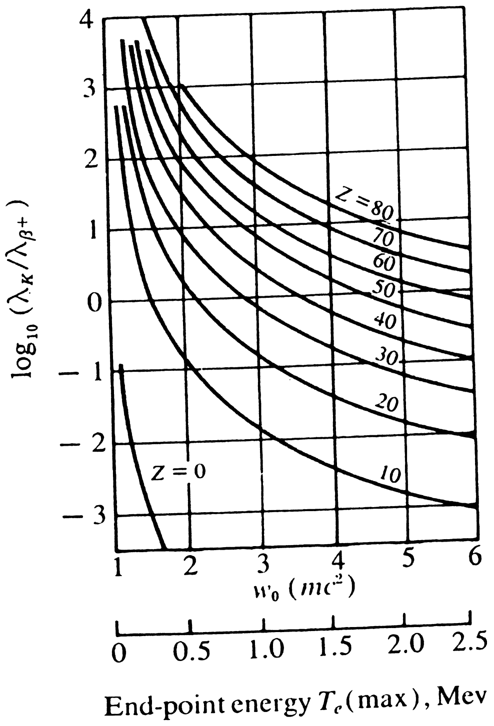


(a) (b) (c)

الشكل 27 _ 4 حسابات الطاقة في عمليات انحلال بيتا (a) انحلال β^+ (b) انحلالات β^+ والاقتناص للالكترون . ان انحلال β^+ ممكن في حالة كون $M_{P(Z)} - M_{D(Z-1)} > 2m_0$. اذا كانت (c) $0 < M_{P(Z)} - M_{D(Z-1)}$ فان اقتناص الالكترون هو الذي يحدث فقط .



الشكل 28 _ 4 تخطيطات انحلالات بيتا النموذجية . ان المستويات النووية غير المشغولة في انحلال بيتا مبينة بالخطوط المنقطة (ان هذه المستويات قد تم ايجادها بواسطة التفاعلات النووية) ان قيم نسب التفرع مبينة كنسبة مئوية كما ان قيم $\log ft_{½}$ مبينة داخل اقواس .



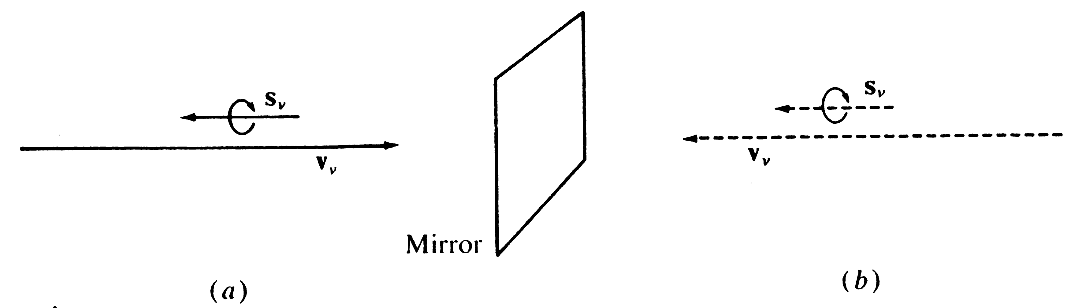
الشكل 29 _ 4 احتمال اقتناص الكترون K بالمقارنة مع احتمال الانحلال البوزتروني مرسوماً بدلالة طاقة نقطة النهاية لطيف البوزترون لعدة قيم للعدد الذري للنواة الوليدة . ان هذه الرسوم هي لحالات الاطياف المسموح بها فقط .

6h _ 4 عدم حفظ التناظر في انحلال بيتا

ان خاصية النيوترينو التي ذكرت اعلاه لا تحافظ على التناظر وتؤدي الى نوع من الانحلالات يكون التناظر غير المحفوظ فيها متفقاً مع النتائج العملية فلو فرضنا مثلاً ان نيوترينو يتحرك الى اليمين كما في الشكل(a)30 _ 4 فان برمه الذاتي $s\hbar$ سوف يؤشر باتجاه اليسار واذا كانت هذه الخاصية في النيوترنيو تحقق قانون حفظ التناظر فان الوضع الموجود في المرآة في الشكل 30(b) _ 4 سيكون ممكناً ايضاً ذلك ان النيوترينو سيكون متحركاً نحو اليسار ولكن متجه البرم $s\hbar$ سيكون باتجاه اليسار وذلك لان متجه الزخم الزاوي لا يغير اتجاهه في تجربة المرآة هذه . ان هذا الوضع مع ذلك لا يمكن ان يكون صحيحاً بالنسبة للنيوترينو لانه كما ذكرنا سابقاً فان النيوترينو يكون اتجاه البرم فيه عكس اتجاه الحركة . ان الوضع الموجود في الشكل 30 b _ 4 يمثل اذن جسيم الانتي نيوترينو او بمعنى آخر فان تجربة المرآة تكون ممكنة اذا تم ابدال الجسيم بالجسيم المضاد له .

ان خاصية عدم تحقيق حفظ التناظر هذه قد وجدت اولاً في سلسلة من التجارب التي افترضها لي ويانك (1956) Lee and Yang حيث انهما توقعا وبناء على نتائج انحلال ميزونات معينة بان تجربة المرآة في انحلال بيتا لا يمكن ان تحدث في الطبيعة الا اذا تم ابدال احد الجسيمات الخفيفة (الالكترون او الانتي نيوترينو) بالجسيم المضاد له (البوزترون او النيوترينو) وبالذات فإنه تم توقع تأثيرين لا يتم حفظ التناظر فيهما وقد تم ايجادهما فعلاً وهما (1) ان التوزيع الزاوي لاشعة بيتا الناتج عن نوى مستقطبة يكون غير متناظر بالنسبة لمستوى يمر بالنواة عمودياً على محور الاستقطاب (2) ان الالكترونات المنبعثة في انحلال بيتا يكون برمها في اتجاه معاكس لاتجاه حركتها بدرجة اكبر وعكس ذلك يحصل للبوزترونات . ان توضيح فكرة ان هاتين الخاصيتين لا تحفظان التناظر يمكن فهمه على اساس اعتبارات مشابهة لتلك المتعلقة بالشكل 30 _ 4

ان التأثيرات غير الحافظة للتناظر تحدث فقط في الجسيمات الخفيفة في انحلال بيتا فقط . ان الحالات النووية لها تناظر معرف بدقة عالية ولهذا فان قواعد الاختيار (152 _ 4) يجب التقيد بها . كذلك فان الالكترونات الاعتيادية ليس لها اتجاه مفضل للاستقطاب



الشكل 30 ـ 4 الخاصية التي لا تحقق حفظ التناظر في النيوترينو a النيوترينو يتحرك باتجاه اليمين بسرعة مقدارها v_ν (b) التجربة كما تظهر في المرآة . ان هذا الوضع لا يحدث في الطبيعة بالنسبة للنيوترينو .

4 ـ 6 i المعلومات عن التركيب النووي من انحلالات بيتا

Nuclear structure information from beta decay.

ان جزءاً من المعلومات التي يمكن الحصول عليها من دراسة انحلال بيتا مشابهة لتلك التي نحصل عليها من انحلال كاما . ان طاقات الانحلال تكون مفيدة لتدقيق حسابات الطاقة في النوى وبالذات المعادلة شبه العملية للكتلة وتأثيرات القشرة .

ان عنصر المصفوفة $\mathcal{M}$ (المعادلة (135 ـ 4)) هو حساس جداً لمقدار الإلتحام بين دالات موجات النوى الام والوليدة . ان هذا الالتحام في النوى المرآتيةهو تقريباً كامل وهذا يعطي دعماً اكثر لتناظر الشحنة للتفاعل النووي (البند 7 ـ 5) كذلك فان انتقالات بيتا من ثلاثيات المرآة (راجع مثلاً الشكل 34 ـ 2) بين المستويات المتقابلة حيث تكون ممكنة من ناحية الطاقة تكون ايضاً ما فوق المسموح به وهذا يدل على التحام كامل بين دوال الموجات ويدعم ايضاً فرضية عدم اعتماد القوة النووية على الشحنة (البند 7 ـ 2)

ان جهد التفاعل ΔV (المعادلة (135 ـ 4)) يحتوي ايضاً على معلومات قيمة يمكن ان تعطينا معلومات اكثر عن الدور الذي تلعبه الميزونات المختلفة ضمن النواة

إن الخواص العامة التي يتطلبها التناظر وتأثيرات عدم حفظ التناظر هي التي تعد الان مفهومة فقط . ان مقدار جهد التفاعل g لم يتم تفسيره لحد الآن حيث انه عملياً في حدود 10^{-6} مرة اقل من جهد التفاعل النووي او 10^{-4} مرة اقل من جهد التفاعل الكهرومغناطيسي ولهذا فان تفاعل بيتا يسمى بالتفاعل الضعيف *weak interaction.* حيث من المفترض انها تنتج عن مجال قوة لا يمكن اعتباره نووياً او كهرومغناطيسياً او تجاذبياً .

أسئلة

4 ـ 1 مصدر مشع يحتوي على خليط من نوعين من النوى المشعة التي لها اشعاعيات متساوية في البداية . ان نصف عمر النوى الاولى $\frac{1}{2}$ سنة والثانية $\frac{1}{3}$ سنة ما هي النسبة بين الاشعاعيات المتبقية بعد سنة واحدة

4 ـ 2 ان نسب التواجد الطبيعي لنوى U^{235} هي 0.72 بالمئة ولنوى U^{238} هي 99.3 بالمئة . افترض انه خلال عملية تكوين العناصر (فان كلا النظيرين) قد كان تواجدها متساوياً ما هي توقعاتك بالنسبة للفترة الزمنية التي مضت على تكوين العناصر في الطبيعة . ان انصاف اعمار U^{235} و U^{238} هي 6.8×10^8 and 4.6×10^9 سنة على التوالي .

4 ـ 3 اذا كان منحني انحلال نموذج مشع تم انتاجه في مفاعل نووي مبين كما هو ادناه . وبعد عدة ساعات كانت قراءة التشويش 15 counts/sec احسب انصاف الاعمار والنسب بين الاشعاعيات الابتدائية في النموذج

Time of observation, min	*Activity, counts/sec*	*Time of observation, min*	*Activity, counts/sec*
0	366	10	128
1	289	15	99
2	241	20	78
3	210	25	63
4	189	30	50
5	173	35	42
6	161	40	35
7	151	45	30

4 ـ 4 ان العنصر المشع Na^{24} ($t_{\frac{1}{2}}$ = 14.8 hours) يمكن انتاجه بواسطة القصف النيوتروني لنوى Na^{23} فاذا كانت سرعة انتاج Na^{24} هي 10^8 نواة / ثانية وان القصف بدأ على نموذج نقي من Na^{23} احسب (a) اقصى اشعاعية لعنصر Na^{24} بالكوري والتي يمكن انتاجها (b) زمن القصف اللازم للوصول الى 90 بالمئة من اقصى اشعاعية (c) عدد النوى Na^{24} المشعة المتبقية بعد مرور ثلاث ساعات من وقف القصف

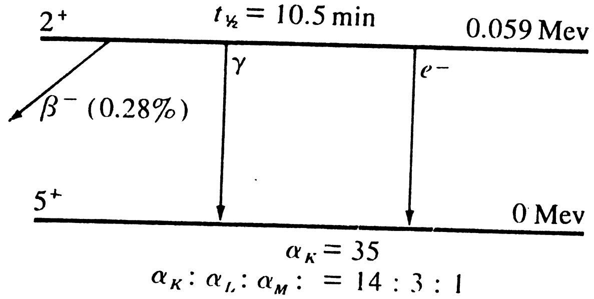
4 _ 5 (a) اذا كان غرام واحد من عنصر البوتاسيوم يشع 29 جسيم β^- في الثانية نتيجة لوجود النظير K^{40} فيه (حيث ان تواجد هذا النظير الطبيعي هو 0.012 بالمئة) وبسبب وجود عملية اقتناص الالكترون التي تنافس هذه العملية والتي تؤدي الى حالة متهيجة من A^{40}، فان اشعة كاما سوف تنبعث ايضاً وقد وجد ان $N_\gamma/N_\beta = 0.12$ مع العلم انه لا يوجد عملية اقتناص الكترون تؤدي الى الحالة المستقرة الارضية للنظير A^{40} فما هو نصف عمر K^{40}. b ان هذا الانحلال الاشعاعي يستعمل لايجاد الاعمار الجيولوجية للخامات وذلك بقياس نسبة تركيز K^{40} الى A^{40} وعلى اعتبار ان كل A^{40} قد تكون من انحلال K^{40} الى A^{40} وان اي جزء منه لم يترك الخام فما هو عمر الخام الذي تكون فيه النسبة $N(A^{40})/N(K^{40}) = 0.5$

4 _ 6 (a) نواة مشعة ام لها نواة وليدة مشعة ايضاً . جد علاقة للزمن الذي تكون فيه الفعالية الاشعاعية للنواة الوليدة اقصى ما يمكن على اعتبار ان النموذج الاصلي يحتوي على النواة الام النقية . ما هي النسبة بين الفعالية الاشعاعية للنواة الام الى تلك التي للنواة الوليدة عند هذا الزمن (b) نموذج نقي من Th^{227} ($t_{1/2} = 18.2$ days) ينحل الى Ra^{223} ($t_{1/2} = 11.7$ days) بانبعاث جسيمات الفا ان Ra^{223} يقوم هو ايضاً باشعاع جسيمات الفا احسب الزمن الذي تصبح عند الفعالية الاشعاعية اقصى ما يمكن . (c) ما هي النسبة بين الفعاليات الاشعاعية لكل من Th^{227} و Ra^{223} بعد عدة اشهر .

4 _ 7 ان عنصر الراديوم (Ra^{226}, $t_{1/2} = 1622$ years) ينحل الى الرادون (Rn^{222}, $t_{1/2} = 3.82$ days), والذي هو غاز احادي الذرات . فاذا كان لدينا اصلاً نموذج من الراديوم النقي فعاليته الاشعاعية 100 mC وترك ليصل الى حالة توازن مع ناتج انحلاله لعدة اشهر احسب عدد ذرات الرادون الموجودة في تلك الحالة وما هو الحجم الذي سوف تشغله تحت الظروف القياسية

4 _ 8 نموذج فعاليته الاشعاعية اصلاً هي 10 mC يتكون من Ra E(Bi^{210}, $t_{1/2} = 5.01$ days) ترك لينحل الى بولونيوم (Po^{210}, $t_{1/2} = 138.4$ days). احسب اقصى فعالية اشعاعية للبولونيوم

4 _ 9 ان نواة Co^{60} لها المستويات الايزوميرية المبينة في الشكل ادناه (a) ما هي ثوابت الانحلال لكل من انحلالات بيتا β وتحويل e^- وانحلال γ (b) ما هو توقع وايسكوبف الملائم لثابت انحلال كاما (c) اما هو سمك الحالة الايزوميرية لنواة Co^{60} بوحدات ev



4 _ 10 ان انتقال كاما في B^{11}، يؤدي الى الانتقال من مستوٍ طاقته 9.28 Mev (برمه وتناظره هما $\frac{5}{2}^+$) الى مستوٍ آخر طاقته 4.46 Mev (وبرمه وطاقته هما $\frac{5}{2}^-$) ما هو متعدد القطب المسيطر على الانتقال : احسب سمك مستوي كاما المتوقع بوحدات ev على اساس نموذج وايسكوبف، (ان القيمة المقاسة للكمية Γ_γ هي ev 5:4)

4 _ 11 في نواة Zr^{90} فان هناك مستوٍ ايزوميري عند طاقة 2.315 Mev وله نصف عمر مقداره 0.83 ثانية . ان لهذا المستوي تفرع نسبته 16 بالمئة الى حالة طاقتها 2.182 Mev وفرع آخر نسبة تفرعه 84 بالمئة الى الحالة الارضية . ان لهذين الانتقالين معاملات تحول K هي 2 و 4×10^{-4} على التوالي . استخدم المعادلة (69 _ 4) والشكل 9 _ 4 لاقتراح متعددات الاقطاب للانتقالات والبرم والتناظر للمستويات .

4 _ 12 ان انحلال بيتا في نواة $_{55}Cs^{137}$ يؤدي الى حالة ايزوميرية لنواة $_{56}Ba^{137}$ والتي تنحل بانبعاث اشعة كاما ذات طاقة 0.6616 Mev . احسب طاقات الكترونات تحول K و L (ان طاقات ارتباط الكترونات K و L لعنصر Cs هي 3509 و 5.7 kev ولعنصر Ba هي 37.4 و 6.0 kev, على التوالي)

4 _ 13 ان الشكل a، 17 _ 4 يبين انحلال الفا في نواة Pu^{238} كما يبين ايضاً طاقات الحالات المتهيجة من U^{234}. احسب الطاقات الحركية لمجموعة جسيمات الفا التي تؤدي الى حالة التهيج ذات طاقة 0.499 Mev في نواة U^{234}.

4 _ 14 (a) اثبت وباستخدام العلاقة شبه العملية للكتلة ان انحدار العلاقة بين طاقة انحلال الفا وعدد النيوترونات هو سالب (b) احسب قيمة الانحدار في حالة $Z = 86$ و 130 و $N = 120$ باستخدام مجموعة من ثوابت الطاقة . قارن مع الشكل 12 _ 4

4 _ 15 (a) اثبت بواسطة استخدام المعادلة شبه العملية للكتلة ان انحدار العلاقة بين طاقة انحلال الفا وبين العدد الذري لنظير معين يجب ان يكون موجباً (b) احسب هذا الانحدار عندما تكون $N = 120$ قريباً من $84 = Z$ باستخدام اي مجموعة من ثوابت الطاقة . قارن مع الشكل 12 _ 4

4 _ 16 ان جسيمات الفا تنبعث عن النواة Nd^{144} بطاقة مقدارها 1.83 Mev استخدم المعادلة (95 _ 4) لحساب نصف العمر . (ان القيمة العملية لنصف العمر هي 2.4×10^{15} سنة) .

4 _ 17 افترض ان النظيرين للعنصر $_{98}Cf$ $(A \approx 250)$, الذين يكون عدد النيوترتونات فيها مختلفاً بمقدار 4 يعطيان جسيمات الفا بطاقات الانحلال نفسها . (a) اي من النظرين سيكون له نصف عمر اكبر (b) احسب الفرق المتوقع في انصاف الاعمار كنسبة مئوية

4 _ 18 احسب طاقة نقطة نهاية الطيف في انحلال بيتا للنيوترون بوحدات Mev باستعمال كتل البروتون والنيوترون

4 _ 19 اثبت انه في حالة كون طاقة نقطة نهاية الطيف لمشع بيتا اقل كثيراً من m_0c^2, وان النسبة بين معدل طاقة جسيمات بيتا الى قيمة الطاقة في نقطة نهاية الطيف هي $\frac{1}{3}$. افترض ان دالة فيرمي هي ثابتة تقريباً لكل الطاقات في هذا السؤال

4 _ 20 افترض ان الزاوية بين نواة Li^6 المرتدة والالكترون في الانحلال المبين في الشكل 18 _ 4 هي $90°$.

وباستخدام هذه الحقيقة فقط اثبت ان الطاقة الحركية للالكترون يجب ان تكون اقل من نصف اقصى طاقة متوفرة (قد تجد ان الحل بطريقة الرسم مفيداً)

4 _ 21 افرض ان الزاوية بين نواة Li^6 المرتدة والالكترون هي $90°$ وان نواة Li^6 لها مقدار الزخم نفسه الذي للالكترون . احسب الطاقات الحركية لنواتج الانحلال الثلاثة $(Li^6, e^-, \bar{\nu})$. ان طاقة انحلال He^6 هي 3.57 Mev.

4 _ 22 استخدم قاعدة اللاتعين لاثبات ان التشتت في طاقة الالكترونات داخل نواة C^{12} هو كبير جداً بالمقارنة مع اقصى طاقة لاشعة بيتا وجدت في النوى الخفيفة $(\approx 15$ Mev$)$ (استخدم العلاقات النسبية ولكن يمكنك ان تفترض زخم الالكترون الفرضي داخل النواة $(p \gg m_0c)$. ان هذا التناقض يستغل احياناً حجة ضد وجود الالكترونات في النوى

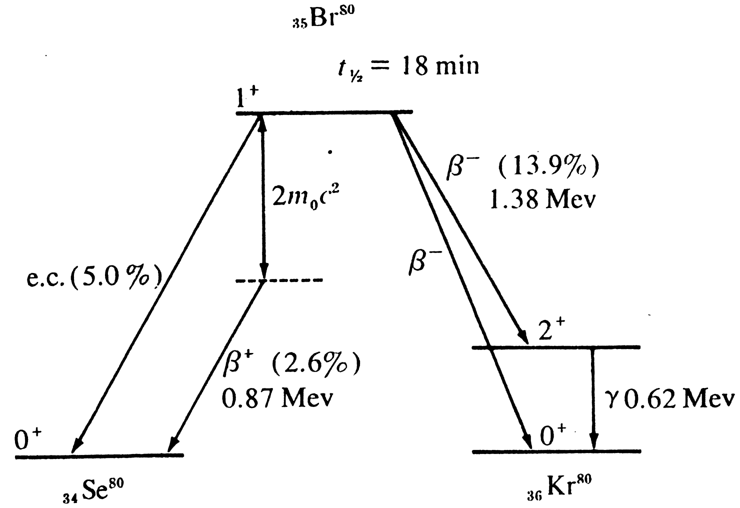
4 _ 23 افترض ان نواة Be^7 تكون في حالة سكون قبل حدوث اقتناص K ما هي السرعة (بوحدات سم / ثا) وما هي الطاقة (بوحدات ev) التي تكتسبها النواة بعد عملية اقتناص K على اعتبار ان كتلة السكون للنيوترينو تساوي صفر (ان الفرق في الكتل الذرية بين Be^7 و Li^7 هو 0.86 Mev)

4 _ 24 عينة حجمها 2.57 تحتوي على غاز التريتيوم تحت الظروف القياسية وجد ان الامبولة تولد حرارة بمقدار 0.1909 سعرة لكل ساعة . فاذا كان نصف عمر التريتيوم هو 12.46 سنة وطاقة نقطة نهاية طيف بيتا له هي 19.4 kev احسب (a) الفعالية الاشعاعية للتريتيوم في النموذج (b) معدل طاقة جسيمات بيتا المنبعثة (c) النسبة بين معدل طاقة الجسيمات وبين اقصى طاقة لها (راجع السؤال 19 _ 4) .

4 _ 25 ان الجدول التالي يبين بعض الحالات النووية الابتدائية والنهائية . يبين فيما اذا كان الانحلال الاشعاعي الطبيعي ممكناً بين هذه الحالات واذا كان ذلك ممكناً اذكر نوع الانحلال الرئيسي وخواصه بقدر ما تستطيع من دقة . اعتبر ان $(M_{initial} - M_{final})c^2$ دائماً .

	Initial nucleus				Final nucleus			
	A	Z	I	parity	A	Z	I	parity
(1)	A	Z	1	−	A	Z	1	+
(2)	A	Z	$\frac{3}{2}$	+	A	Z	$\frac{7}{2}$	+
(3)	A	Z	0	−	A	Z	0	−
(4)	A	Z	5	+	A	Z	4	+
(5)	A	Z	3	−	A	$Z-1$	3	−
(6)	A	Z	$\frac{9}{2}$	+	A	$Z-1$	$\frac{1}{2}$	−
(7)	A	Z	0	−	A	$Z+1$	0	−
(8)	A	Z	2	+	A	$Z+1$	1	−
(9)	A	Z	0	+	A	$Z-2$	2	+
(10)	A	Z	0	+	$A-4$	$Z-2$	2	+

26 ـ 4 إن الشكل ادناه يبين مخطط الانحلال لنواة Br^{80} (a) استعمل العلامات الموجودة فيه وفي الشكل 24 ـ 4 لحساب قيم log-ft لانحلالات بيتا الثلاث (b) استعمل الشكل 29 ـ 4 كحساب القيمة المتوقعة للنسبة K/β^+ للفرع الذي يمثل الانحلال البوزتروني (c) صنف الفروع المختلفة حسب المرتبة والنوع



الفصل الخامس

التفاعلات النووية

NUCLEAR REACTIONS

1 ـ 5 مقدمة

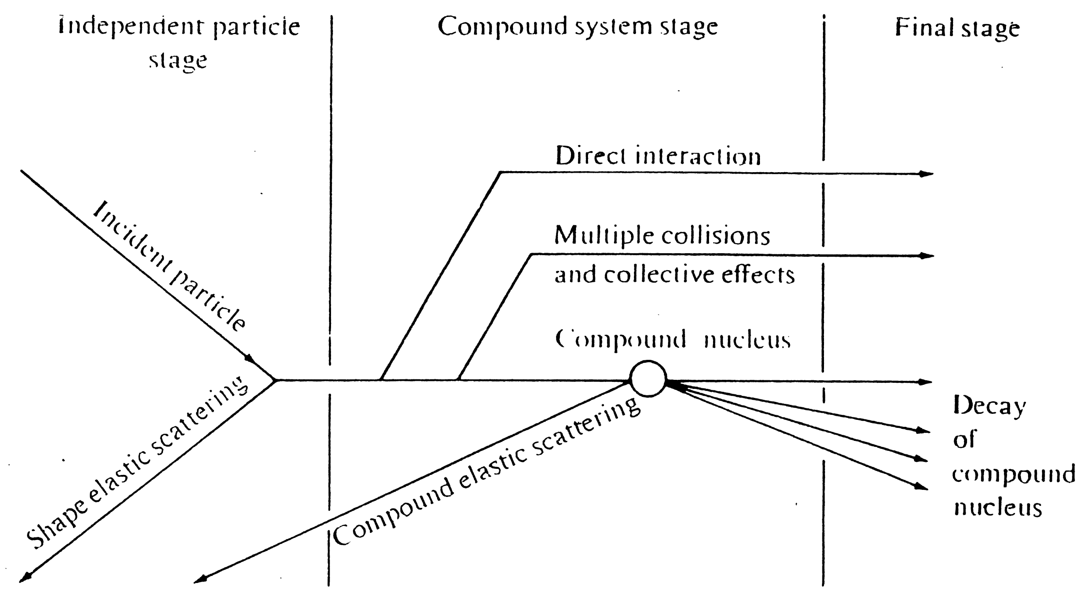
خلال الفترة المحصورة ما بين عام 1919 حينما اعلن رذرفورد عن اكتشافه للتفاعل النووي الصناعي

$$He^4 + N^{14} \rightarrow H^1 + O^{17} \qquad 1 - 5$$

وعام 1939 عندما اكتشف تفاعل الاندماج النووي من قبل (هان وستراسمان من جهة ومتز وفرش من جهة اخرى (Hahn and Strassman, Meitner and Frisch), تمت دراسة كل ما يمكن دراسته عن العمليات النووية التي يمكن ان تحفز بطاقات مقذوفات تصل الى حد 10 Mev . ومنذ ذلك التاريخ فان طاقات المقذوفات قد زيدت الى حوالي 10 Bev, حيث تم اكتشاف عدد كبير اخر من التفاعلات النووية خصوصاً تلك التي تشترك فيها الميزونات والجسيمات غير المستقرة الاخرى ومع انه من المعروف حالياً ان الميزونات تلعب دوراً اساسياً بالنسبة للقوى النووية فان دراستنا الحالية سوف تقتصر على التفاعلات النووية التي تكون طاقة الجسيم المقذوف فيها اقل من طاقة عتبة انتاج الميزونات اي حوالي (≈150 Mev).

ان النظريات التفصيلية للتفاعلات النووية قد تم وضعها اعتماداً على نموذجين قد يبدوان مناقضين للتركيب النووي واللذين تمت مناقشتهما في الفصل الثاني من هذا الكتاب الا وهما نموذج قطرة السائل ونموذج القشرة . ان احدى النظريات (بوهر 1936 Bohr) تفترض ان المقذوفة النووية التي ترتطم بالنواة سوف تتفاعل

بشدة مع جميع النيوكليونات الموجودة فيها وتتشارك معها في الطاقة التي تحملها بحيث تتم هذه العملية بسرعة . ان النواة الجديدة المتكونة عن هذه العملية سوف تتحلل بطريقة لا تعتمد على الكيفية التي تم انتاجها بواسطتها . اما النظريات التي تعتمد على نموذج القشرة (Feshbach, Porter, and Weisskopf, 1954 ; Bethe, 1940; Fernbach, Serber, and Taylor, 1949) فانها تفترض بان النيوكيون الساقط سوف يتفاعل مع النواة عن طريق تفاعله مع جهد نموذج القشرة وان احتمال امتصاصه لتكوين نواة مركبة هو قليل . ان هذين الاتجاهين في دراسة التفاعلات النووية يمكن توحيدهما في نظرية واحدة ايضاً حسب (Weisskopf, 1957; Feshbach, 1958).

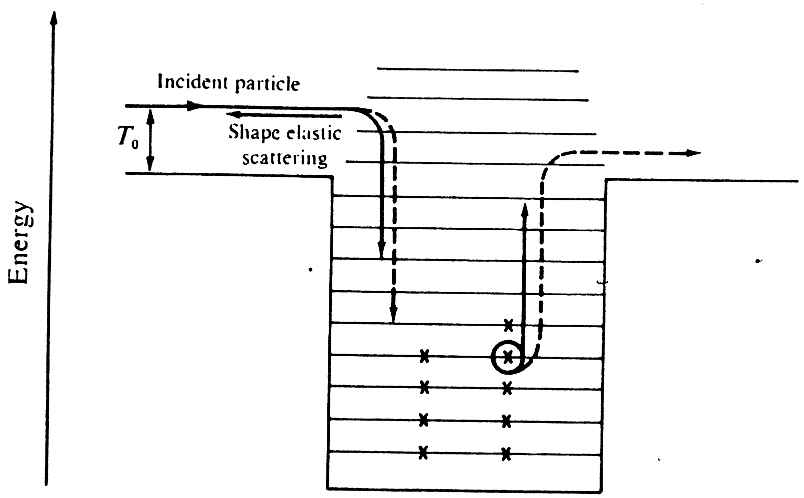


الشكل 1 ـ 5 سلسلة المراحل في التفاعلات النووية حسب نظرية دايسكويف

ان اي تفاعل نووي حسب نظرية وايسكويف يمكن ان ينجز على مراحل عديدة متسلسلة كما هو مبين تخطيطياً في الشكل 1 ـ 5 . ان الجسيم المقذوف عند وصوله الى حافة تأثير الجهد النووي سوف يتعرض الى الانعكاس الجزئي لدالة موجته وهذا ما يسمى بالاستطارة المرئية الهندسية *shape elastic scattering*. وفي هذا المجال فان من المفيد ان تتذكر بان اي تغيير في مقدار الجهد الذي يتعرض له جسيم سوف يؤدي الى ظهور معامل انعكاس محدد لدالة الموجة (لاحظ المعادلة (162 ـ 2)) والذي لا يعتمد على اتجاه حركة دالة الموجة . ان الجزء غير المنعكس من دالة الموجة والذي يدخل الى داخل النواة سوف يمتص فيها . ان

Feshbach يفترض ان الخطوة الاولى في عملية الامتصاص هي عبارة عن عملية تصادم جسيمين ببعضهما او بمعنى اخر فان الجسيم الساقط سوف يتفاعل مع نيوكليون واحد في النواة ويؤدي الى رفعه الى مستوٍ طاقة خالٍ اعلى من مستويه الاصلي كما هو مبين في الشكل (2 ـ 5) . ان هذا قد يسبب خروج النيوكليون خارج النواة ويسمى التفاعل في هذه الحالة بالتفاعل المباشر *direct reaction* ومن المتوقع ان يكون هذا النوع من التفاعلات سائداً في التفاعلات التي تكون طاقة المقذوفات فيها عالية حيث يكون هناك احتمال كبير لان يكتسب نيوكليون واحد على الاقل طاقة كافية تؤهله للخروج من النواة .

ان سلسلة من العمليات الاكثر تعقيداً يمكن ان تبدأ في حالة عدم خروج النيوكليون المتصادم اعلاه خارج النواة . ان النيوكليون الساقط او النيوكليون المتصادم معه سوف يتفاعل مع نيوكليون آخر في النواة وبهذا يرفعه الى مستوٍ اخر خالٍ . ان هذه العملية يمكن ان تصل بالنواة وتحت ظروف مناسبة الى حالة تهيج جماعية (البند ـ 5 ـ 2) ويمكن في هذه الحالة خروج احد النيوكليونات من النواة اما في حالة عدم خروج احد النيوكليونات الثلاث خارج النواة فان هذه النيكليونات سوف تتفاعل مع بقية النيوكليونات الموجودة في النواة الى ان تصل النواة الى حالة يتم فيها اقتسام الطاقة بين جميع النيوكليونات الموجودة كما هي الحال من النواة المركبة .



الشكل 2 ـ 5 الخطوة الاولى في التفاعل النووي حسب النظرية الموحدة لـ Feshbach . ان الجسيم الساقط يتصادم مع نيوكليون واحد في النواة ويرفعه الى حالة اعلى . وفي حالة ترك الاخير للنواة فان التفاعل يسمى بالتفاعل المباشر (كما هو موضح بالخطوط المتقطعة) ان هذا الشكل لا يفرق بين البروتونات والنيوترونات .

ان النواة المركبة والمتكونة بهذه الطريقة المعقدة من العمليات سو لا « تتذكر » على الاكثر تفاصيل مراحل تكونها ولهذا فان انحلالها سوف لايعتمد على الطريقة التي تكونت بها . ان الجسيم الساقط على النواة او احد الجسيمات الموجودة في داخل النواة من النوع نفسه قد تخرج عن النواة صدفةً بطاقة مركز الثقل نفسها التي كانت للجسم الساقط وهذا ما يسمى بالاستطاره المرنة المركبة Compound elastic scattering حيث ان الجسيم الخارج بهذه الطريقة لا يمكن تميزه عن الجسيم المستطار مباشرة عن النواة استطارة مرنة الا بواسطة التأخر البسيط في زمن خروجه

ان هذه الطريقة يمكن ان تستخدم ايضاً لتفسير علاقة احتمال حدوث التفاعل مع طاقة مركز الثقل T_0 حيث انه اذا تغيرت قيمة فانها يمكن ان تصبح مساوية لطاقة احد المستويات الخيالية الغير مستقرة للنواة مصادفة مما يؤدي الى زيادة كبيرة في احتمال حدوث التفاعل ويسمى هذا برنين الجسم الواحد *single-particle* resonance. ولكن يبقى من الصعب فهم عملية تكوين نواة مركبة لها طاقات رنين عديدة (*compound-nucleus resonances*).

ولكن يمكن القول بان اي مجموعة كمية ذات طاقة تهيج عالية سوف يكون لها عدد كبير من المستويات القريبة من بعضها جداً بحيث يمكن الحصول على حالات تهيج عديدة بطاقات تهيج متشابهة . ان طاقة وسمك حالات رنين النواة المركبة يمكن في الوقت الحاضر كتابتها بدلالة ثوابت تقريبية (راجع البند 5 ـ 5) كما ان التفسير النظري في حالة تطور مستمرة .

ان بعض خواص التفاعلات النووية تكون غير معتمدة على تفاصيل ما قد يحدث داخل النواة بل يمكن استنتاجها من خلال تطبيق قوانين حفظ الطاقة والزخم والزخم الزاوي كما ان التناظر يكون محفوظاً ايضاً بدرجة عالية من الدقة . اضافة الى ذلك فان عدد ونوع النيوكليونات هما مقداران ثابتان عند الطاقات التي تقل عن طاقة العتبة لانتاج زوج نيوكليون ـ انتي نيوكليون . ان قوانين الحفظ هذه وتطبيقاتها على التفاعلات النووية سوف تناقش هنا قبل البدء بدراسة تفاصيل احتمالات التفاعلات ومساحة مقطعها .

2 ـ 5 تطبيق قوانين الحفظ APPLICATION OF CONSERVATION LAWS

ان التفاعلات النووية التي تتم بواسطة طاقات تقل عن 100 Mev, ينتج عنها جسيمات عادة اي انها تكون من النوع

$$a + X \rightarrow b + Y \qquad 5-2$$

حيث

a = الجسيم القاصف (المقذوف) bombarding particle

X = النواة الهدف (الساكنة بالنسبة لاحداثيات المختبر) target (at rest in the lab. system)

b = ناتج التفاعل الخفيف light reaction product

Y = ناتج التفاعل الثقيل heavy reaction product

ان الصيغة المختزلة لكتابة هذا التفاعل هي

$$X(a,b)Y \qquad (5-3)$$

حيث تكون احدى نواتج التفاعل جسيم خفيف عادة والاخر جسيم اثقل وذلك لان طاقة ارتباط الجسيمات بالنواة تؤثر على سير التفاعل . ان كتلة و في بعض الاحيان تكونان متقاربتين كما هي الحالة في تفاعلات الانشطار النووي (*spallation reaction* or *fission*), او قد تكونان متساويتين . اما اذا كانت تمثل فوتون اشعة كاما فاننا في هذه الحالة نتحدث عما يسمى بتفاعل الاقتناص *capture* حيث تكون Y هي النواة المركبة .

وفي اغلب الاحيان التي يكون فيها عدد نواتج التفاعل اكثر من جسيمين يكون من الممكن وصف التفاعل بانه عبارة عن سلسلة سريعة لعدة تفاعلات ينتج عن كل منها جسيمان اي ان

$$\begin{aligned} a + X &\rightarrow b_1 + Y_1 \\ Y_1 &\rightarrow b_2 + Y_2 \\ Y_2 &\rightarrow b_3 + Y_3, \qquad (5\text{-}4) \\ &\cdots \end{aligned}$$

ان التفاعل (1 ـ 5) هو مثال واضح للتفاعلات من النوع (2 ـ 5) ويمكن ملاحظة ان عدد البروتونات والنيوترونات يبقى ثابتاً قبل وبعد التفاعل . ان عدد التفاعلات النووية المعروفة في الوقت الحاضر يصل الى عدة الاف منها

2a ـ 5 حسابات الطاقة . حفظ الزخم الخطي

Energetics. Conservation of linear momentum

بما ان عدد البروتونات يبقى ثابتاً خلال التفاعل فان جميع الكتل يمكن ان

تكتب على اساس انها تمثل الكتل الذرية وعلى اعتبار ان الفروق في طاقات ارتباط الالكترونات الذرية هي في حدود عدة ev بحيث يمكن اهمالها . ان تطبيق قانون حفظ الطاقة على التفاعل (2 ـ 5) يعطي في هذه الحالة

$$M_a c^2 + T_a + M_X c^2 = M_b c^2 + T_b + M_Y c^2 + T_Y \qquad (5-5)$$

حيث تمثل T الطاقة الحركية لكل جسيم بالنسبة لاحداثيات المختبر . كما ان a و X هي كتل الحالات الارضية . ان عدداً كبيراً من التفاعلات من جهة اخرى تنتج منها النواة Y وهي في حالة متهيجة . ان M_Y في هذه الحالة تمثل الطاقة الكلية والكتلة لهذه النواة

ان قيمة Q للتفاعل يمكن تعريفها بانها تمثل الفرق في الطاقات الحركية قبل وبعد التفاعل (قارن مع المعادلة (77 ـ 4))

$$Q = T_b + T_Y - T_a \qquad (5-6)$$

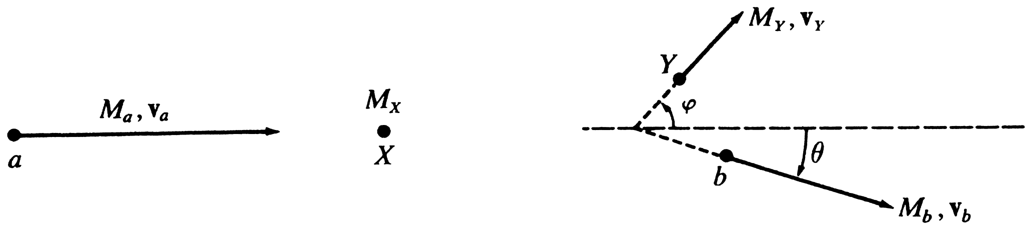
$$Q = [M_a + M_X - (M_b + M_Y)]c^2 \qquad (5-7)$$

اذا كانت الكمية Q موجبة فان التفاعل سوف يعطي طاقة ويسمى في هذه الحالة *exoergic*; اما اذا كانت Q سالبة فان التفاعل سوف يأخذ طاقة ويسمى *endoergic*. ان اي تفاعل لا يمكن ان يحدث الا اذا كانت الجسيمات Y و b قادرة على الخروج بطاقات حركية معينة اي ان $T_b + T_Y \geq 0$

$$Q + T_a \geq 0 \qquad (5-8)$$

ومع ان هذا الشرط هو ضروري لحدوث اي تفاعل الا انه يبقى غير كافٍ . ان قيمة Q بالنسبة لاي تفاعل هي كمية مهمة له ويمكن ايجادها بواسطة الطيف الكتلي للجسيمات المشتركة في التفاعل (المعادلة (7 ـ 5)) او بقياس الطاقات الحركية (المعادلة (6 ـ 5)) ويمكننا وباستخدام قوانين حفظ الزخم الخطي ان نثبت بان قياس T_b والزاوية المحصورة بين اتجاه حركة (b) واتجاه(a) في احداثيات المختبر θ يمكن ان يكونا كافيين لحساب Q حيث :

$$\begin{aligned} M_a v_a &= M_Y v_Y \cos\phi + M_b v_b \cos\theta \\ 0 &= M_Y v_Y \sin\phi - M_b v_b \sin\theta \end{aligned} \qquad (5-9)$$



الشكل 3 ـ 5 التفاعل النووي في احداثيات المختبر (a) الوضع الابتدائي (b) الوضع النهائي

وللتخلص من الزاوية ϕ, فاننا نعوض عن $Mv = (2MT)^{\frac{1}{2}}$ لكل من الجسيمات ونعيد كتابة المعادلات بالشكل

$$\begin{aligned} (M_a T_a)^{\frac{1}{2}} - (M_b T_b)^{\frac{1}{2}} \cos\theta &= (M_Y T_Y)^{\frac{1}{2}} \cos\phi \\ (M_b T_b)^{\frac{1}{2}} \sin\theta &= (M_Y T_Y)^{\frac{1}{2}} \sin\phi \end{aligned} \qquad (5-10)$$

وبتربيع المعادلتين وجمع النواتج نحصل على

$$M_a T_a - 2(M_a T_a M_b T_b)^{\frac{1}{2}} \cos\theta + M_b T_b = M_Y T_Y \qquad (5-11)$$

وبالاستعانة بالمعادلة (6 ـ 5) فانه يمكننا التخلص من T_Y لنحصل على

$$Q = T_b\left(1 + \frac{M_b}{M_Y}\right) - T_a\left(1 - \frac{M_a}{M_Y}\right) - \frac{2}{M_Y}(M_a T_a M_b T_b)^{\frac{1}{2}} \cos\theta \qquad (5-12)$$

وهذه المعادلة تسمى بمعادلة *Q equation.* ان الحالات الخاصة المهمة لهذه المعادلة هي عندما تكون $\theta = 90°$ والحالة التي تكون فيها $T_a = 0$ ان الحالة الاخيرة ممكنة فقط عند استخدام النيوترونات كقذائف حيث ان حاجز كولوم يمنع دخول جسيمات مشحونة طاقتها الحركية مساوية للصفر الى النواة . ان هذا الوضع وبقدر تعلق الامر بالطاقات هو مشابه للمعادلة (80 ـ 4)

ان جزءاً من الطاقة الحركية للجسيم المقذوف سوف يستخدم كطاقة حركية لمركز الثقل ولهذا فان هذا الجزء سوف لا يفيد في عملية احداث التفاعل النووي . ومع اننا نستطيع دراسة كافة التأثيرات الناتجة باستعمال المعادلة (12 ـ 5) الا اننا نستطيع الحصول على وضوح اكثر من خلال دراسة عملية التفاعل في احداثيات مركز الثقل للمجموعة كما هو مبين في الشكل (4 ـ 5) (كذلك راجع الشكل 11 ـ 3) . ان

الطاقة الحركية لمركز الثقل هي : -

$$T_{c.m.} = \tfrac{1}{2}(M_a + M_X)v_0^2 \qquad (5\text{-}13)$$

حيث ان $v_0 = v_a M_a/(M_a + M_X)$ هي عبارة عن سرعة مركز ثقل المجموعة ان الطاقة الحركية للجسيمات الابتدائية في مركز الثقل T_0 يمكن حسابها بطريقتين متكافئتين حيث ان : -

$$T_0 = T_a - T_{c.m.} \qquad (5 - 14)$$

او

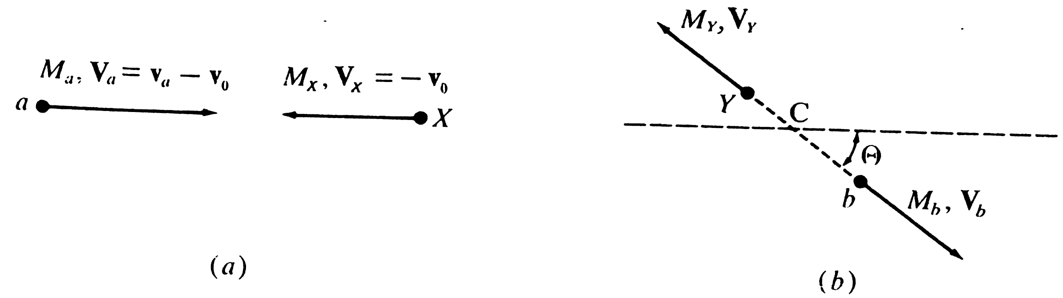
$$T_0 = \tfrac{1}{2}M_a V_a^2 + \tfrac{1}{2}M_X V_X^2 \qquad (5 - 15)$$

حيث تمثل V السرعات في مركز ثقل المجموعة (الشكل 4 ـ 5) وباستخدام المعادلات (14 ـ 5) و (15 ـ 5) نحصل على

$$T_0 = \frac{M_X}{M_a + M_X} T_a \qquad (5 - 16)$$

وبهذا تكون الطاقة المتوفرة للتفاعل هي

$$Q + T_0 \qquad 5 - 17$$



الشكل 4 ـ 5 . التفاعل النووي في احداثيات مركز الثقل (قارن مع الشكل 11 ـ 3) (a) الحالة الابتدائية (b) الحالة النهائية . ان سرعة مركز الثقل هي $v_0 = v_a M_a/(M_a + M_X)$.

وكذلك فان $M_b V_b = M_Y V_Y$ والتي تساوي الطاقة الحركية لنواتج التفاعل في مركز الثقل .

$$Q + T_0 = \tfrac{1}{2}M_b V_b^2 + \tfrac{1}{2}M_Y V_Y^2 \qquad (5 - 18)$$

ان هذه المعادلة يمكن استنتاجها بسهولة اذا قمنا باضافة الكمية $T_{c.m.}$ الى طرفيها فان المعادلة الناتجة ستكون مطابقة للمعادلة (6 ـ 5) .

ان الشرط الضروري والكافي في الوقت نفسه لحدوث التفاعل هو كون الطرف الايمن من المعادلة (15 ـ 5) موجباً اي ان

$$Q + T_0 \ge 0 \qquad (5 - 19)$$

ان هذا الشرط يحقق الشرط (8 ـ 5) ضمنياً . والتعويض من المعادلة (16 ـ 5) يعطينا

$$T_a \ge \frac{-Q(M_a + M_X)}{M_X} \qquad (5 - 20)$$

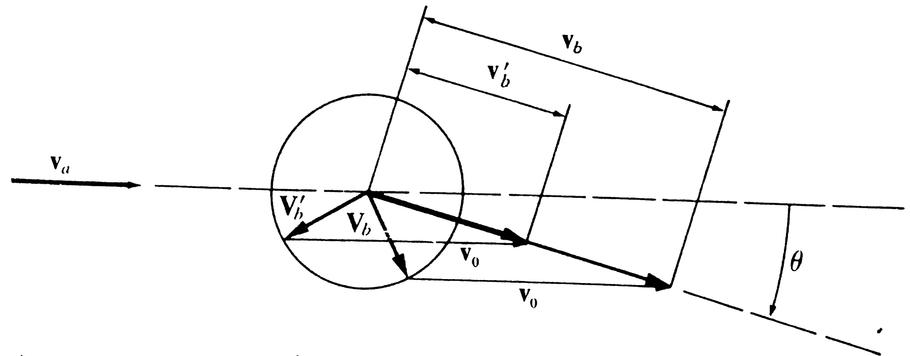
والمعادلة (20 ـ 5) تعطينا ايضاً طاقة العتبة threshold energy لبدء التفاعل بالنسبة للتفاعلات التي تأخذ طاقة endoergic التي تكون فيها $(Q < 0)$, ان طاقة العتبة يمكن ايجادها ايضاً بملاحظة ان كلاً من الجسيمين Y b يتحركان عند طاقة العتبة في احداثيات المختبر بسرعة مقدارها v_0 وبهذا تكون

$$(T_b + T_Y)_{thresh} = \tfrac{1}{2}(M_b + M_Y)v_0^2 \qquad (5 - 21)$$

وبحسابات بسيطة وباستخدام العلاقة $M_b + M_Y \approx M_a + M_X$, يمكن الحصول على المعادلة (20 ـ 5)

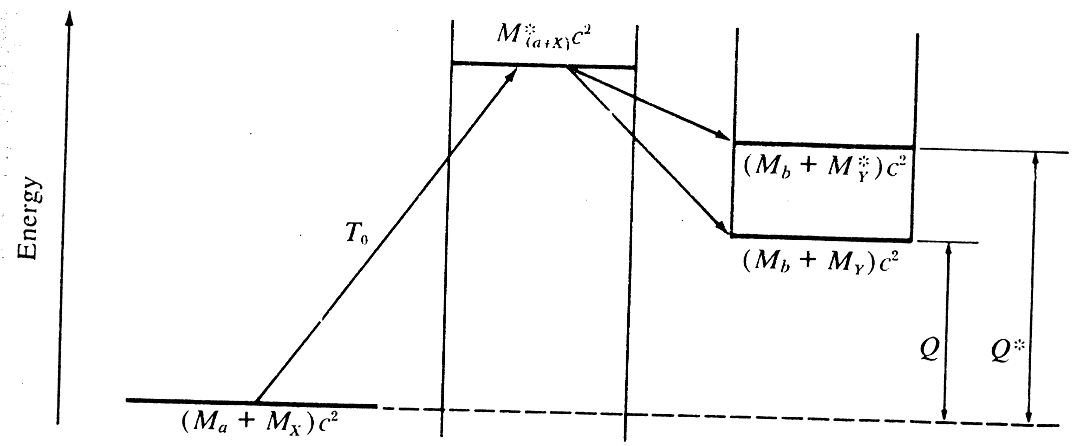
ان العودة الى احداثيات المختبر في الشكل b 4 ـ 5 ممكنة وذلك باضافة المتجه $\mathbf{v}_0$ الى متجهات السرعة في المعادلة ان عدداً كبيراً من الاوضاع المهمة يمكن ان تناقش هندسياً . وفي حالة التفاعلات الاندوارجية مثلاً يكون ممكناً للجسيم b ان يخرج بطاقتين حركيتين مختلفتين اختلافاً طفيفاً عند زاوية المختبر Q نفسها اذا كانت T_a تزيد قليلاً عن طاقة العتبة . ان هذا يحدث لان T_a تحدد فقط الانطلاق في مركز الثقل $\mathbf{V}_b$ (راجع المعادلة (18 ـ 5)) ولاحظ ان $M_b\mathbf{V}_b = M_Y V_Y$ ولكنها لا تحدد اتجاه السرعة V_b . ان الشكل 5 ـ 5 يبين ان هناك سرعتين مختلفين هما V_b و V_b ولها نفس المقدار ولكنها في اتجاهات مختلفة بحيث يمكن لكل منها ان تظهر الجسيم b في نفس الزاوية ولكن بانطلاقات مختلفة في المختبر هي $\mathbf{V}'_b$ و $\mathbf{V}_b$.

ان من المناسب جداً في التفاعلات النووية القيام برسم المعلومات المتوفرة عن الكتل والطاقات في احداثيات مركز الثقل في رسوم مشابهة للشكل 6 ـ 5 والذي يمثل تفاعلاً اندوارجياً .

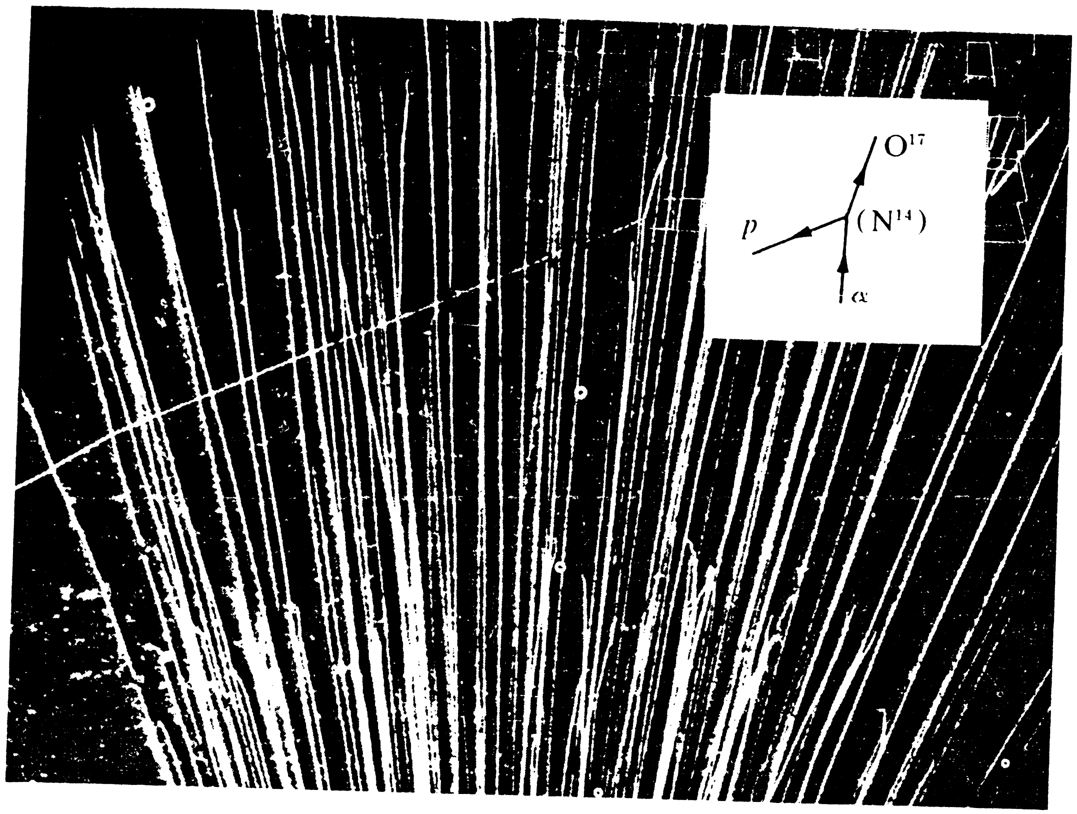


الشكل 5 ـ 5 رسم السرعة للجسيم b عند طاقة تزيد قليلاً عن طاقة العتبة لتفاعل اندوارجي ان الجسيم b يظهر بطاقتين مختلفين هما $\frac{1}{2}M_b v_b'^2$ و $\frac{1}{2}M_b v_b^2$ عند زاوية معينة

ان احدى الصور المشهورة في حجرة السحاب للتفاعل الاندوارجي (1 ـ 5) $N^{14}(\alpha,p)O^{17}$ مبينة في الشكل 7 ـ 5 . ان جسيمات الفا يعطيها احد خامات الثوريوم الذي يشع مجموعة اساسية من هذه الجسيمات بطاقة 8.8 Mev من خلال انحلال نوى $(Th\ C')$ Po^{212} بالاضافة الى مجموعة اخرى ذات طاقة 6.1 Mev ناتجة عن انحلال $(Th\ C)$ Bi^{212} . لقد تم حساب طاقة جسيم الفا المتفاعل لحظة تفاعله بواسطة طول مساره في حجرة السحاب . وجد انه يساوي 3.9 Mev وتم استخدام زاوية اتجاه وطول مسار البروتون في الحجرة لحساب قيمة Q في التفاعل حسب المعادلة(5−12)وقدوجدان $Q = -1.2$ Mev ويمكننا اخذ فكرة عن الاحتمال الصغير لحدوث التفاعل اذا علمنا انه ومن بين 400000 جسيم الفا فان ثمانية منها فقط انتجت تفاعلات من النوع المبين في الشكل 7 ـ 5 .



الشكل 6 ـ 5 حسابات الطاقة في مركز الثقل لتفاعل نووي . وهذا الشكل ينطبق على التفاعلات الاندوارجية اي ان $Q = (M_a + M_X)c^2 - (M_b + M_Y)c^2 < 0$. وطاقة كتلة المجموعة المركبة مبينة ايضاً .



الشكل 7 ـ 5 التفاعل النووي $N^{14}(\alpha,p)O^{17}$ كما يظهر في صورة حجرة الحساب حيث ان احد جسيمات الفا المنبعثة عن احد خامات الثوريوم المشع وهو غير ظاهر في الصورة والذي يشع جسيمات بطاقات 6.1 و 8.8 Mev يتفاعل بطاقة 3.9 Mev. عند نقطة التفاعل لانتاج التفاعل المبين .

5 ـ 2b قوانين الحفظ الاخرى Other conservation laws.

ان دراسة التفاعلات النووية تتم عادةً في احداثيات مركز الثقل نظراً لسهولة ذلك . وتحقيق قانون حفظ الزخم الزاوي للتفاعل $X(a,b)Y$ يتطلب في هذه الحالة ان تكون : ـ

$$\mathbf{I}_a + \mathbf{I}_X + \mathbf{l}_{a,X} = \mathbf{I}_b + \mathbf{I}_Y + \mathbf{l}_{b,Y} \qquad 5-22$$

حيث تمثل I الزخم الزاوي الكلي لكل نواة (بوحدات $\hbar$) وتمثل l الزخم الزاوي المداري بين كل زوج من الجسيمات حول مركز ثقلها . ان حفظ التناظر يفرض ايضاً ان تكون : ـ

$$\pi_a \pi_X (-1)^{l_{a,X}} = \pi_b \pi_Y (-1)^{l_{b,Y}} \qquad 5-23$$

حيث تمثل π تناظر الحالات النووية المشتركة في التفاعل . ان قوانين الحفظ تشكل عوامل تحدد من احتمال حدوث التفاعل ولكن حتى في الحالات التي تسمح فيها هذه القوانين بحدوث التفاعل فان احتمالات حدوث بعض التفاعلات المعينة قد تكون قليلة جداً بحيث لا يمكن الكشف عنها بالاجهزة المتوفرة .

3 ـ 5 انواع التفاعلات النووية TYPES OF NUCLEAR REACTIONS

من الملائم بالنسبة للظروف المتوفرة ان نصنف التفاعلات النووية اعتماداً على الجسيم القاصف او طاقة القصف او (النواة الهدف) او نواتج التفاعل فيمكننا في الحالة الاولى ان نميز .

تفاعلات الجسيمات المشحونة *Charged-particle reactions,* والناتجة عن p, و d, و α, و C^{12}, و O^{16} .

(p = بروتون و d = ديوترون و α = جسيم الفا . ان التفاعلين الاخيرين يسميان بتفاعلات الايونات الثقيلة Heavy iom reactions

تفاعلات النيوترونات *Neutron reactions*

التفاعلات النووية الضوئية *Photonuclear reactions,* الناتجة عن اشعة كاما

التفاعلات المحفزة بالالكترونات *Electron-induced reactions*

اما اذا جرى اعتماد طاقة القصف أساساً للتصنيف فاننا نستطيع ان نقول بصورة غير رسمية ان : ـ

الطاقات الحرارية = *Thermal energies* $\approx \frac{1}{40}$ ev

الطاقات فوق الحرارية *Epithermal energies* $\approx$ 1 ev

طاقات النيوترونات البطيئة *Slow-neutron energies* $\approx$ 1 kev

طاقات النيوترونات السريعة *Fast-neutron energies* $\approx$ 0.1 — 10 Mev

الطاقات الواطئة للجسيمات المشحونة

Low-energy charged particles $\approx$ 0.1 — 10 Mev

الطاقات العالية *High energies* $\approx$ 10 — 100 Mev

ان النوى الهدف تسمى عادة

النوى الخفيفة *Light nuclei,* if $A \leq 40$

النوى متوسطة الوزن *Medium-weight nuclei,* if $40 < A < 150$

النوى الثقيلة *Heavy nuclei,* if $A \geq 150$

اذا كان الجسيم الخفيف الناتج عن التفاعل مطابقاً للجسيم القاصف من حيث النوع وطاقة مركز الثقل فان التفاعل في هذه الحالة يسمى الاستطارة المرنة elastic scattering . اما في حالة اختلاف طاقة مركز الثقل فان التفاعل يسمى الاستطارة غير المرنة inelastic scatterig . وفي حالة كون هذا الناتج هو فوتون اشعة كاما فاننا نتحدث في هذه الحالة عن تفاعل الاقتناص Capture reactions وفي حالة كون نواتج التفاعل ذوات كتل متقاربة فاننا نسمي التفاعل تفاعل الانشطار fission reaction وللتوضيح فاننا نذكر الامثلة التالية :

$N^{14}(p,p)N^{14}$	proton elastic scattering	الاستطارة المرنة للبروتون
$N^{14}(p,p')N^{14*}$	proton inelastic scattering[1]	الاستطارة غير المرنة للبروتون
$N^{14}(p,\alpha)C^{12}$ or C^{12*}	(p,α) reaction	تفاعل
$N^{14}(p,\gamma)O^{15}$ or O^{15*}	proton-capture reaction	تفاعل **اقتناص** البروتون
$N^{14}(\gamma,p)C^{13}$ or C^{13*}	photonuclear reaction	التفاعل النووي الضوئي
$N^{14}(n,Li^6)Be^9$ or Be^{9*}	spallation reaction	تفاعل التشظي
$Be^9(Li^6,n)N^{14}$ or N^{14*}	heavy-ion reaction	تفاعل الايونات الثقيلة

واذا كانت طبيعة عملية حدوث التفاعل معروفة ايضاً في النتائج العملية فان هذه يمكن ان تذكر ايضاً فيمكن ان تميز مثلاً بين التفاعلات المباشرة *direct* reactions وتفاعلات النواة المركبة *compound-nucleus* reactions (راجع الشكل 1 ـ 5) وتحت بعض الظروف فان الجسيمات المشحونة تقوم بتهيج النواة الهدف بواسطة مجالها الكهربائي عند مرورها قريباً من النواة بدون ان تدخل فيها ويسمى هذا تفاعل تهيج كولوم . *coulomb excitation*

ان الانواع المتعددة للتفاعلات النووية التي يمكن ان تحدث ملخصة في الجدول 1 ـ 5 (وهناك تغييرات طفيفة في التسميات المبينة سابقاً) ومع ان الجدول يبدو

معقداً بعض الشيء فان هناك خواص مشتركة للتفاعلات النووية سنقوم بمناقشتها لاحقاً .

4 _ 5 مساحة المقطع CROSS SECTIONS

ان احتمال حدوث التفاعل قد جرت العادة على ان يكتب بدلالة كمية تسمى مساحة المقطع .

4a _ 5 تعريف مساحة المقطع Definition of cross section.

بما ان التفاعلات النووية مع الاهداف النووية تتم بصورة مستقلة الواحدة عن الاخرى فانه من الملائم ان ندرس احتمال حدوث التفاعل مع نواة واحدة فلو تصورنا انه في تجربة معينة تم استخدام شريحة من مادة معينة كهدف يتم قذفه بحزمه مكونة من I من الجسيمات لكل وحدة زمن واحادية الطاقة بحيث تكون هذه الجسيمات موزعة بصورة متجانسة على مساحة معينة A كما هو مبين في الشكل 8a _ 5 فان التفاعل سوف ينتج عدداً من النواتج الخفيفة في كل وحدة زمن عددها N ويمكننا القول ان كل نواة هدف تحتل مساحة مواجهة للحزمة مقدارها σ, (عمودية على اتجاه الحزمة الساقطة) بحيث اذا صادف ان ارتطم مركز الجسم الساقط داخل المساحة المحددة σ فان هذا الارتطام يحدث تفاعلاً نووياً اما اذا اخطأ مركز الجسم المنطقة σ, فانة سوف لا يحصل تفاعل . ان الكمية تسمى مساحة المقطع للتفاعل ويمكن ان تعدُ مقياساً لاحتمال حدوث التفاعل مع نواة واحدة . ان هذه المساحة مساحة خيالية وليس من الضروري ان تكون لها علاقة مباشرة مع مساحة مقطع النواة الهدف (πR^2) كما يمكننا ان نحسب احتمال حدوث التفاعل بدلالة النسبة N/I, ولكن هذه الكمية تعتمد على كثافة الهدف والسمك Δx, في حين ان σ تكون لنواة واحدة .

ان احتمال تصادم اي جسيم من جسيمات الحزمة الساقطة مع نوى الهدف يساوي N/I وهو ايضاً يساوي مسقط مساحات مقاطع كل النوى الموجودة في الهدف ضمن المساحة A كما تظهر باتجاه الحزمة الساقطة (الشكل 8b _ 5) مقسوماً على A. واذا كان عدد النوى الموجودة في وحدة الحجوم من مادة الهدف هو n فان كل جسيم في الحزمة يمكنه ان يتصادم مع عدد من النوى مقدارها $nA\Delta x$. ان كل نواة هدف لها مساحة مقطع مقدارها σ وبهذا فان : -

$$\frac{N}{I} = \frac{nA\,\Delta x\,\sigma}{A} \qquad (5 - 24)$$

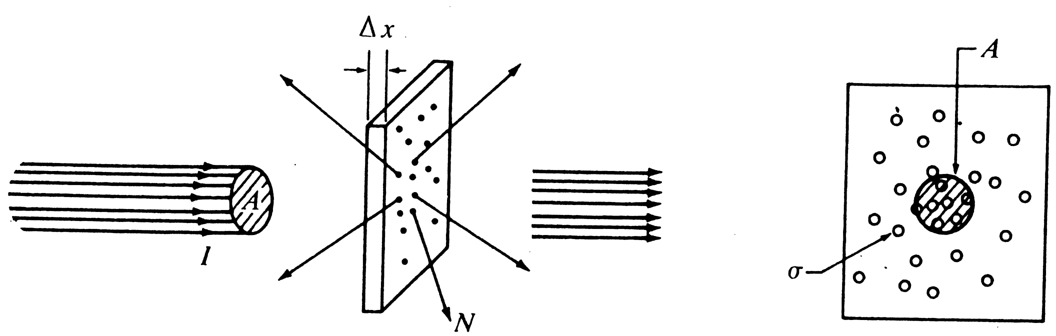
الجدول 1 _ 5 التفاعلات النووية مع النوى المتوسطة والثقيلة

This table lists the nuclear reactions occurring in each group. The symbols listed refer to the *emerging particle* in a reaction characterized by the type of target, the type of incident particle (columns), and the energy range (rows). The order of symbols in each group corresponds roughly to the order of the yields of the corresponding reactions. Reactions whose yield is usually less than about 10^{-2} of the leading one are omitted.

Abbreviations: el = elastic, inel = inelastic, res = resonances, c = coulomb excitation. The abbreviation (res) refers to all reactions listed in the box. The elastic scattering of charged particles is omitted, since it cannot easily be separated from the nonnuclear coulomb scattering. Fission is also omitted, since it occurs only with a few of the heaviest elements.

	Intermediate Nuclei				*Heavy Nuclei*			
Incident Particle	*n*	*p*	α	*d*	*n*	*p*	α	*d*
Energy of Incident Particle								
Low 0 – 1 kev	*n*(el) γ (res)	(N)†	(N)	(N)	γ *n*(el) (res)	(N)	(N)	(N)
Intermediate 1–500 kev	*n*(el) γ (res)	*n* γ α c (res)	*n* γ *p* c (res)	*p* *n* c	*n*(el) γ (res)	(S)‡	(S)	(S)
High 0.5–10 Mev	*n*(el) *n*(inel) *p* α (res for lower energies)	*n* *p*(inel) α c (res for lower energies)	*n* *p* α(inel) c (res for lower energies)	*p* *n* *pn* 2*n* c	*n*(el) *n*(inel) *p* γ	*n* *p*(inel) γ c	*n* *p* γ c	*p* *n* *pn* 2*n* c
Very high 10–50 Mev	2*n* *n*(inel) *n*(el) *p* *np* 2*p* α three or more particles	2*n* *n* *p*(inel) *np* 2*p* α three or more particles	2*n* *n* *p* *np* 2*p* α(inel) three or more particles	*p* 2*n* *pn* 3*n* *d*(inel) tritons three or more particles	2*n* *n*(inel) *n*(el) *p* *pn* 2*p* α three or more particles	2*n* *n* *p*(inel) *np* 2*p* α three or more particles	2*n* *n* *p* *np* 2*p* α(inel) three or more particles	*p* 2*n* *np* 3*n* *d*(inel) tritons three or more particles

† (N) = No appreciable reaction probability.
‡ (S) = Very small reaction probability.
§ By permission from Blatt and Weisskopf, 1952, chap. 9.



(*a*) (*b*)

الشكل 8 _ 5 الترتيب العملي الاساسي لتجربة خساب مساحة المقطع للتفاعلات النووية . a منظر جانبي b منظر في اتجاه الحزمة

ومن الممكن استخدام هذه العلاقة بطريقتين . الاولى : وتستخدم تعريفاً لمساحة المقطع وذلك بكتابة .

$$\sigma = \frac{N}{(I/A)(nA\,\Delta x)} \qquad (5-25)$$

عدد الجسيمات الخفيفة الناتجة لكل وحدة زمن لكل وحدة حزمة = ساقطة لكل نواة هدف

ان وحدة مساحة المقطع هي سنتمتر مربع او البارن ($1b = 10^{-24}\ cm^2$) وفي الحسابات النظرية فانه يتم اختيار Δx بحيث تكون $nA\,\Delta x = 1$ وتكون كثافة الحزمة الساقطة

$$\frac{I}{A} = n_a v_a \qquad (5-26)$$

حيث n_a = عدد الجسيمات الموجودة في وحدة الحجوم في الحزمة .

v_a = السرعة النسبية بين الجسيمات الساقطة والهدف .

الثانية : تستخدم العلاقة (5 _ 24) لحساب عدد النواتج الخفيفة في التفاعل اذا كانت σ معلومة : _

$$N = n\sigma\,\Delta x\, I \qquad (5-27)$$

وفي هذه الحالة فانه قد تم افتراض ان الشريحة الهدف هي رقيقة بحيث لا يحدث امتصاص كبير في جسيمات الحزمة اثناء مرورها . وفي حالة كون الشريحة سميكة فان هذا الافتراض لا يصح وذلك لان كل تفاعل يحدث سوف يقلل من عدد الجسيمات في الحزمة بمقدار جسيم واحد وبهذا فانه (سمك مقداره dx) تكون .

$$\begin{aligned} dN &= -dI \\ &= n\sigma\, dx\, I \end{aligned} \qquad (5-28)$$

وباجراء التكامل للسمك الكلي للشريحة t (قارن مع الشكل 14 _ 3) نحصل على :

$$I_t = I_0 e^{-n\sigma t} \qquad (5-29)$$

والتي هي مطابقة رياضياً للمعادلة (34 _ 3) . ان الكمية $n\sigma$ عبارة عن معامل امتصاص الحزمة . ان النسبة I_t/I_0 تسمى احياناً نفوذية الحزمة *transmission* وللحصول على فكرة عن مقادير الكميات مارة الذكر لنفترض ان

$\sigma \approx 0.1$ وان التفاعل يتم داخل حجرة السحاب تحت الضغط الجوي الاعتيادي

$(n \approx 3 \times 10^{19}\ cm^{-3},\ \Delta x \approx 10\ cm)$.

$$\frac{N}{I} \approx 3 \times 10^{19} \times 0.1 \times 10^{-24} \times 10$$
$$\approx 3 \times 10^{-5}$$

وهذه القيمة هي من نفس مرتبة احتمال حدوث التفاعل المقاسة عملياً والتي ذكرناها في نهاية البند 5 _ 2a للتفاعل $N^{14}(\alpha,p)O^{17}$ (الشكل 7 _ 5) والمقدار n في المواد الصلبة ذات الكثافة الاعتيادية يكون في حدود $n \approx 5 \times 10^{22}$ (المعادلة (20 _ 3))

ان الجسيم القاصف والنواة الهدف يتفاعلان عادة بعدة طرق (راجع المثال في نهاية البند 3 _ 5) منتجين عدداً من النواتج الخفيفة N_1, N_2, N_3 في كل وحدة زمن . تعرف مساحة المقطع الكلية بالتشابه مع المعادلة (25 _ 5) انها : _

$$\sigma_{tot} = \frac{N_1 + N_2 + N_3 \ldots}{(I/A)(nA\,\Delta x)} \qquad (5-30)$$

ومن المناسب ايضاً تعريف مساحة المقطع الجزئية *partial cross section* للعملية على الوجه التالي : _

$$\sigma_i = \frac{N_i}{(I/A)(nA\,\Delta x)} \qquad (5-31)$$

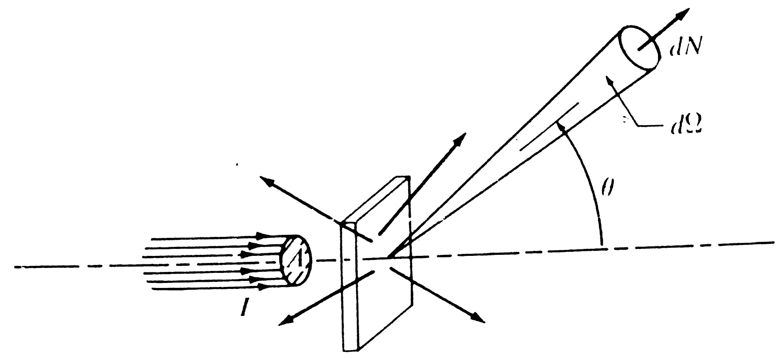
وبهذا تكون

$$\sigma_{tot} = \sum_i \sigma_i \qquad (5-32)$$

واذا كانت مساحة المقطع الجزئية معروفة فانه يمكن اعادة كتابة المعادلة (5 _ 31) بالشكل (27 _ 5) لحساب سرعة تكوين ناتج. وعند استخدام شريحة سميكة فانه يجب استخدام معادلة مشابهة للمعادلة (38 _ 3) لاجل حساب هذه السرعة .

$$\frac{N_i}{I_0} = \frac{\sigma_i}{\sigma_{tot}} \left(1 - e^{-n\sigma_{tot}t}\right) \qquad (5-33)$$

ان نواتج التفاعل لعدد كبير من التفاعلات النووية لا تخرج موزعة بصورة متساوية في جميع الاتجاهات بالنسبة للحزمة الساقطة ولهذا فان من الملائم تعريف كمية تسمى بمساحة القطع التفاضلية *differential cross section* $d\sigma/d\Omega$ بدلالة عدد النواتج الخفيفة dN الناتجة عن وحدة الزمن داخل زاوية صلبة مقدارها $d\Omega$ عند زاوية مقدارها θ مقاسة بالنسبة للحزمة (الشكل 9 ـ 5)



الشكل 9 ـ 5 الموضع التجريبي لايجاد مساحة المقطع التفاضلية حيث ان جهاز كشف النواتج الخفيفة يعطي زاوية صلبة صغيرة مقدارها $d\Omega$.

وباستخدام المعادلة (24 ـ 5) نحصل على

$$\frac{1}{I}\frac{dN}{d\Omega} = \frac{nA\,\Delta x\, d\sigma/d\Omega}{A} \qquad (5-34)$$

حيث ان مساحة القطع التفاضلية لكل نواة هي : ـ

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dN/d\Omega}{(I/A)(nA\,\Delta x)} \qquad (5-35)$$

ولاجل ان نميز σ عن $d\sigma/d\Omega$, فان مساحة القطع σ تسمى احياناً مساحة القطع المتكاملة : ـ

$$\sigma = \int_{\text{all space}} \frac{d\sigma}{d\Omega}\, d\Omega$$

4b ـ 5 اعتماد مساحات المقاطع التجريبية على الطاقة والاتجاه الزاوي
Energy and angular dependence of experimental cross sections.

ان هدف اية نظرية للتفاعلات النووية هو محاولة ايضاح اعتماد مساحة القطع على الطاقة وعلى زاوية الانبعاث بدلالة بعض الكميات النووية . واكثر حسابات مساحة القطع يكون لها شكل نموذج مبين في حالة النيوترونات في الشكل 10 ـ 5 وللبروتونات في الشكل 11 ـ 5 (حيث تم اعتبار النواة الهدف انها نواة متوسطة الكتلة) كما اننا سنعطي بعض مساحات المقطع الحقيقية خلال البند القادم ولكن لسوء الحظ فانه لا توجد مساحات مقاطع كاملة لاي نواة واحدة .

4c ـ 5 مساحة مقطع كولوم Coulomb cross section

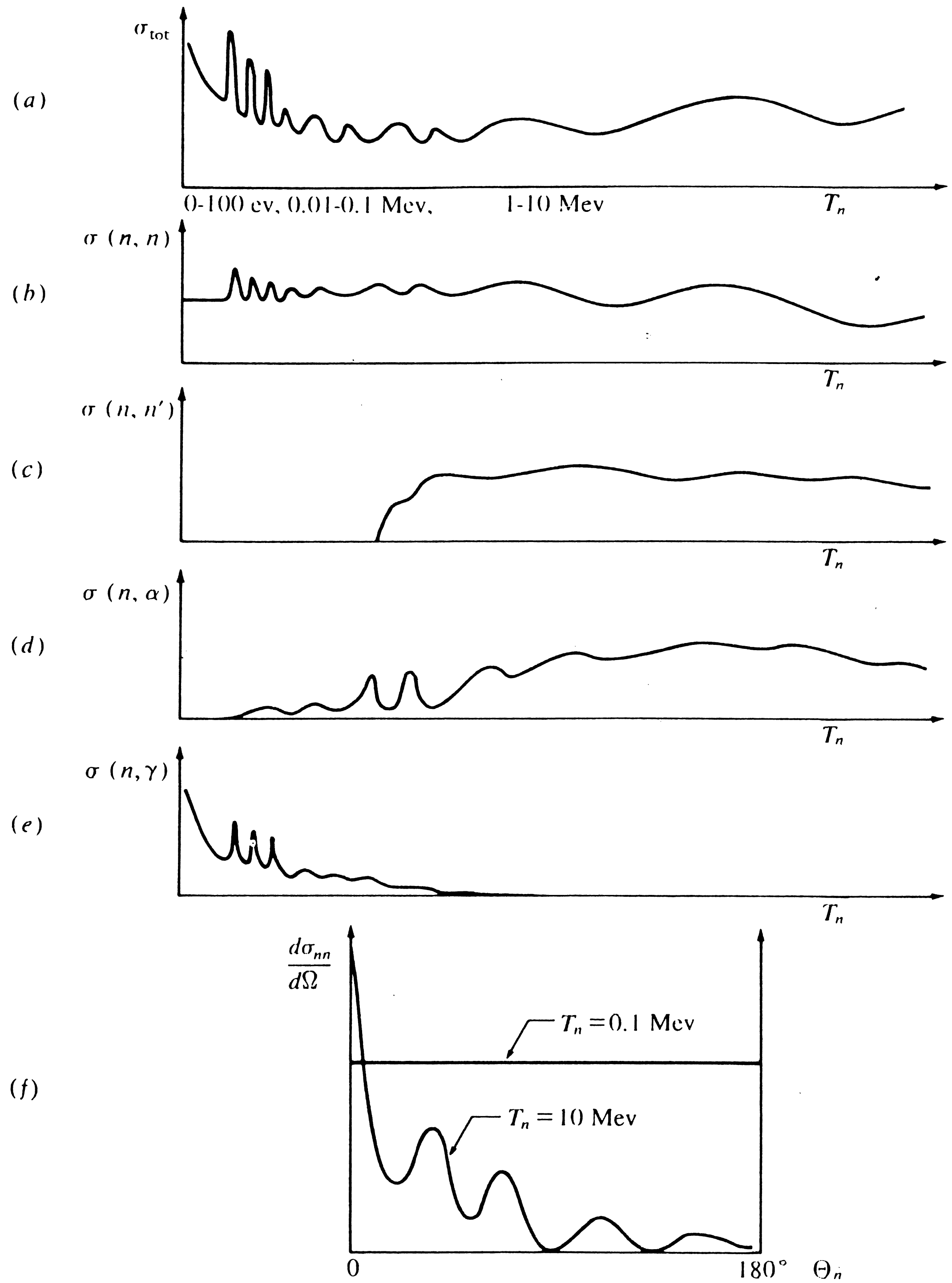
الاستطارة المرنة للجسيمات المشحونة ذات الطاقات الواطئة تعتمد بصورة تامة على قوة كولوم . وبما انه من الممكن حساب مساحة المقطع بالاستعانة بالمبادىء الكلاسيكية فان هذا يساعد على تطبيق المعادلة (35 ـ 5) . مساحة المقطع المتكاملة تكون مساوية لما لا نهاية في حالة استطارة كولوم المرنة ولهذا تصبح σ_{tot} غير ذات معنى بالنسبة للجسيمات المشحونة ولو تصورنا حزمة تتكون من I من الجسيمات المشحونة لكل وحدة زمن ترتطم بصفيحة رقيقة من مادة ونحاول دراسة التأثير الناتج عن نواة هدف واحدة كما هو مبين في الشكل 12a ـ 5 فيمكننا وبطريقة بسيطة اثبات ان الجسيم الذي له معامل تصادم impact parameter is y سوف ينحرف عن اتجاه مساره الاصلي بزاوية مقدارها A مقاسة في احداثيات مركز الثقل بحيث

$$\tan \tfrac{1}{2}\Theta = \frac{D}{2y} \qquad (5-37)$$

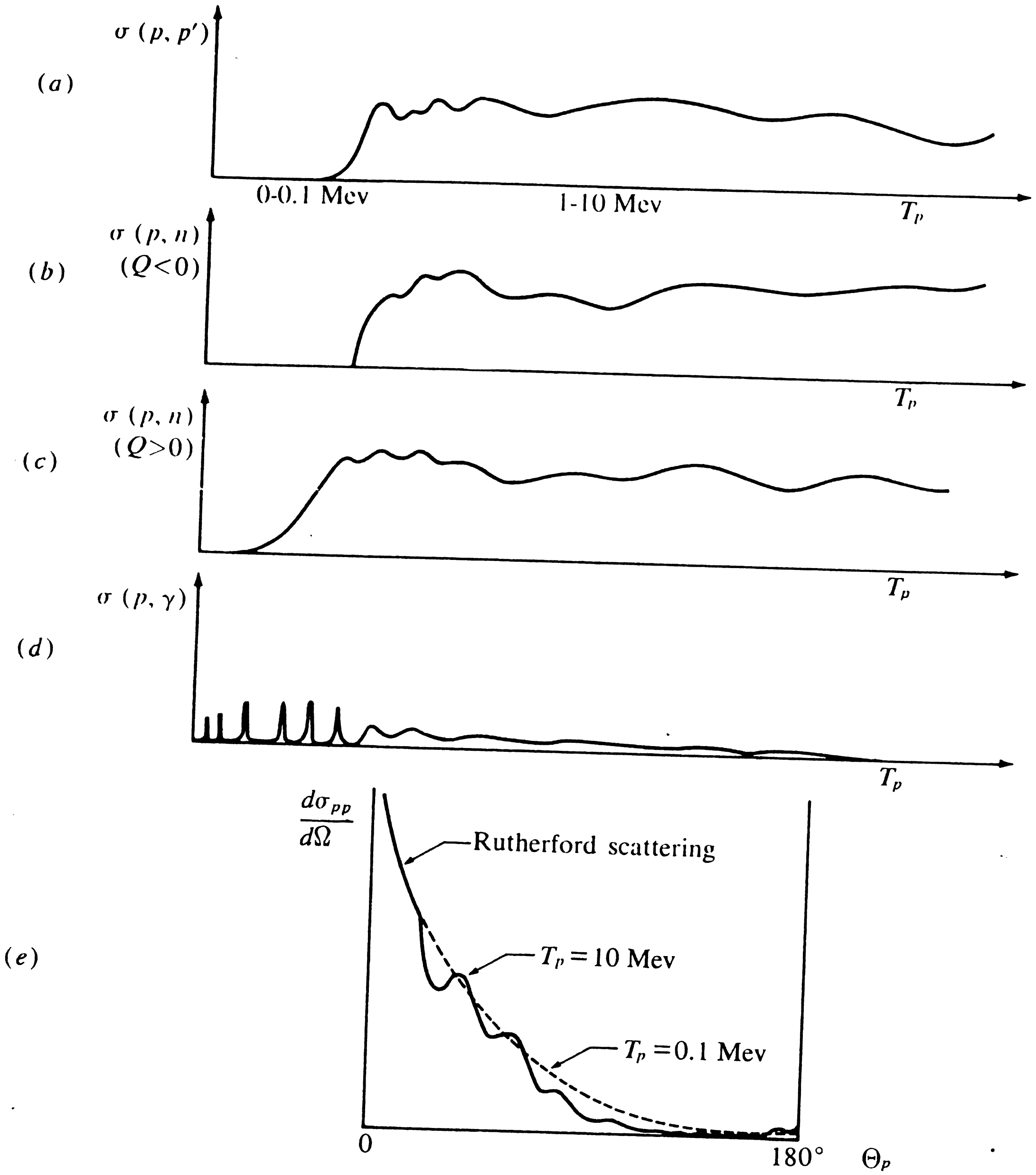
وتمثل D في هذه الحالة المسافة الكلاسيكية بين مركز النواة واقرب نقطة يصلها الجسيم المشحون من النواة في حالة التصادم المباشر في المعادلة

$$D = \frac{zZe^2}{T_0} \qquad (1-4)$$

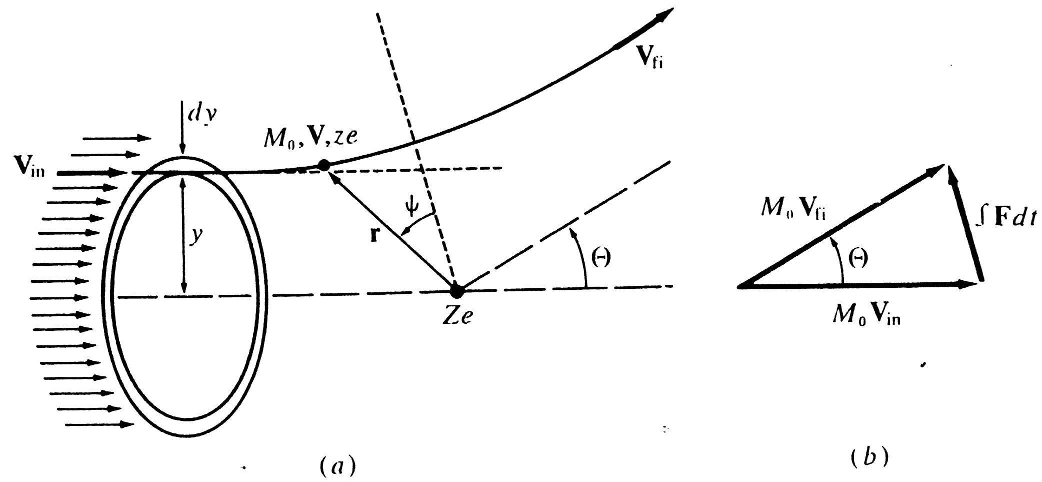
وذلك في حالة الجسيم الذي طاقته الحركية هي $T_0 = \frac{1}{2}M_0V_0^2$ في احداثيات مركز الثقل . وتأخذ هذه المعادلة بنظر الاعتبار تأثير الارتداد اذا اعتبرنا M_0 هي الكتلة المختزلة (قارن مع المعادلة (79 ـ 4)) و V_0 هي السرعة النسبية بين جسيم الحزمة وبين النواة عندما يكونان بعيدين عن بعضهما .



الشكل 10 ـ 5 رسم تخطيطي لمساحات مقطع النيوترون لنواة متوسطة الكتلة (a) مساحة المقطع الكلية (b) مساحة مقطع الاستطارة المرنة (c) مساحة مقطع الاستطارة غير المرنة (d) مساحة مقطع تفاعل [(n,α)] نموذجي (e) مساحة مقطع تفاعل الاقتناص (f) مساحة القطع التفاضلية للاستطارة المرنة لجسيم طاقته في مركز الثقل



الشكل 11 ـ 5 رسم تخطيطي لمساحات مقطع البروتون لنواة متوسطة الكتلة . (a) مساحة مقطع الاستطارة غير المرنة (b) مساحة مقطع تفاعل اندوارجي من نوع [(p,n)] (c) مساحة مقطع تفاعل اكوارجي نموذجي (d) مساحة مقطع تفاعل اقتناص (e) مساحة القطع التفاضلية لاستطارة مرنة . واصطلاح مساحة المقطع الكلي للجسيمات غير كامل المعنى حيث أن مساحة مقطع الاستطارة المرنة الكلية تكون نظرياً مساوية لما لا نهاية .



الشكل 12 ـ 5 تأثير نواة واحدة شحنتها Ze على حزمة من الجسيمات المشحونة يحمل كل منها شحنة مقدارها ze (a) . ان الجسيم الذي معامل تصادمه هو y ينحرف عن مساره بزاوية مقدارها Θ . ان ψ هي الزاوية المحصورة بين منصف زاوية الاتجاه الاصلي والاتجاه النهائي للجسيم وبين متجه نصف القطر **r** . (b) رسم الزخوم

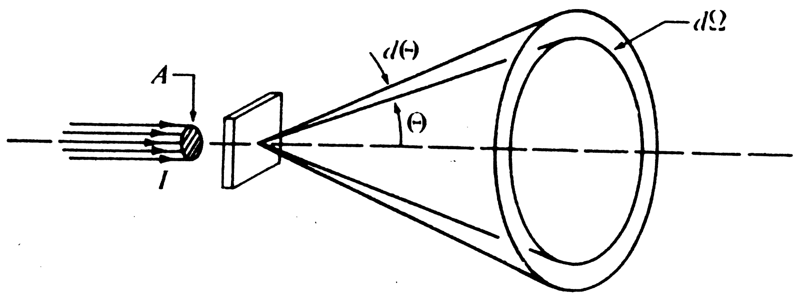
ومن الممكن اشتقاق المعادلة 37 ـ 5 مباشرة اذا تصورنا بان التغير الكلي في زخم الجسم ينتج عن الدفع الناتج عن قوة كولوم (الشكل 12b ـ 5) . ان هذا الدفع يمكن حسابه بتطبيق قانون حفظ الزخم الزاوي حول مركز الثقل . وقوة كولوم هي قوة مركزية ولهذا فان الزخم الزاوي يبقى ثابتاً اثناء عملية التصادم ولهذا فان : ـ

$$M_0 V_0 y = M_0 r^2 \frac{d\psi}{dt} \qquad (5-39)$$

حيث ψ هي الزاوية المحصورة بين المستقيم المنصف للزاوية المحصورة بين الاتجاه الاصلي والنهائي للجسيم وبين الاتجاه الآني لمتجه نصف القطر **V**. والان لو اخذنا كل المركبات باتجاه هذا المنصف في الشكل (12b ـ 5) فاننا نحصل على

$$\begin{aligned} 2M_0 V_0 \sin \tfrac{1}{2}\Theta &= \int F \cos \psi \, dt \\ &= \int \frac{zZe^2}{r^2} \cos \psi \frac{r^2 \, d\psi}{V_0 y} \\ &= \frac{zZe^2}{V_0 y} \int \cos \psi \, d\psi \end{aligned} \qquad (5-40)$$

(وذلك لان $V_{in} = V_{fi} = V_0$) وتستخدم المعادلة (39 ـ 5) للتخلص من dt اجراء التكامل على المعادلة الاخيرة بين $-\frac{1}{2}(\pi - \Theta)$ والى to $+\frac{1}{2}(\pi - \Theta)$, يعطي المعادلة (37 ـ 5) : ـ



الشكل 13 ـ 5 عنصر الزاوية الصلبة المستخدم في حساب مساحة مقطع استطارة كولوم .

ولحساب مساحة المقطع نحتاج الى معرفة عدد جسيمات الحزمة في كل وحدة زمن والتي تستطير بزاوية صلبة $d\Omega$ عندما تكون الحزمة I لكل وحدة زمن منتشرة على مساحة مقدارها A وتتصادم مع الهدف (لاحظ الشكل 13 ـ 5) ومن الشكل (12a ـ 5) نلاحظ ان جميع جسيمات الحزمة التي لها معامل تصادم محصور بين y و $y + dy$ سوف تستطير خلال زاوية صلبة مقدارها $d\Omega$.

$$d\Omega = 2\pi \sin \Theta \, |d\Theta| \qquad (5-41)$$

وعدد الجسيمات التي تستطير بهذه الطريقة هو $2\pi y \, dy/A$ (من الشكل 13 ـ 5) . وبهذا فان : ـ

$$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{I \, 2\pi y \, dy/A}{2\pi \sin \Theta \, |d\Theta|} \qquad (5-42)$$

وبالتعويض في المعادلة (35 ـ 5) واعتبار ان هذه الاستطارة ناتجة عن نواة واحدة اي ان$(nA \, \Delta x = 1)$ نحصل على : ـ

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{y \, dy}{\sin \Theta \, |d\Theta|} \qquad (5-43)$$

ومن المعادلة (37 _ 5) نحصل على : _

$$dy = \frac{D\,|d\Theta|}{4\sin^2 \frac{1}{2}\Theta} \qquad (5-44)$$

وبكتابة والتعويض ينتج

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{D^2}{16\sin^4 \frac{1}{2}\Theta} \qquad (5-45)$$

وهذا يسمى مساحة مقطع استطارة رذرفورد او كولوم . ولاجل الحصول على فكرة عن المقادير في هذه المعادلة نلاحظ على سبيل المثال ان بروتونات بطاقة Mev 5.2 عند تصادمها مع نواة $_{27}Co^{59}$ (لاحظ الشكل 14 _ 5) تعطي $D \approx 7.6$ F, $D^2/16 \approx 0.036$

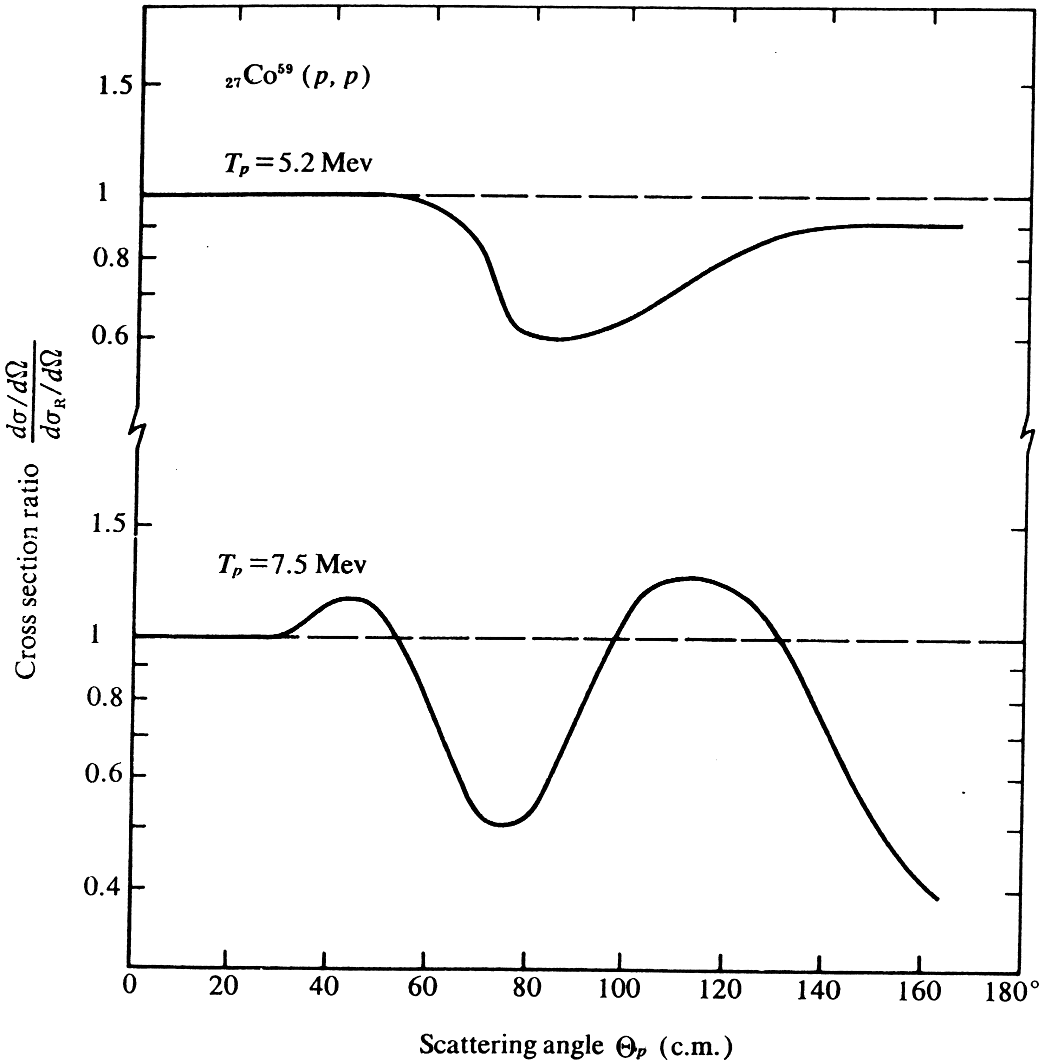
لقد ذكرنا في البند 2b _ 1 انه اذا كانت اصغر مسافة اقتراب مقاربة لنصف قطر النواة R فان شذوذاً عن هذه العلاقة سوف يبدأ بالظهور . ان هذه المسافة r_{min} تعتمد على زاوية الاستطارة وتساوي : _

$$r_{min} = \frac{D}{2}\left(\frac{1}{\sin \frac{1}{2}\Theta} + 1\right) \qquad (5-46)$$

وبهذا فاننا نلاحظ من خلال الشكل 14 _ 5 انه بالنسبة للبروتونات ذات طاقة 5.2 Mev الساقطة على Co^{59} تشذ عن قانون استطارة رذرفورد عند $\Theta \approx 50$ وعند $\Theta \approx 30$ عندما تكون $T_p = 7.5$ Mev وبالتعويض في المعادلة (46 _ 5) فان كلاً من هذه القيم تعطي نواتج متكافئة للمقدار $r_{min} \approx 13$ F, وهي قيمة اكبر من مجموع نصف قطر نواة Co^{59} $(\approx 5.5$ F$)$ ونصف قطر البروتون $(\approx 1.4$ F$)$ والمحسوبة في المعادلة (1 _ 5) . ان هذه النتيجة تذكرنا بعدم جواز التفكير بان القوة النووية ينقطع تأثيرها فجأة عند سطح النواة .

إن اجراء التكامل على المعادلة (45 _ 5) لكل الفضاء يعطينا نتيجة مساوية لما لا نهاية لانه حسب المعادلة (37 _ 5) فان أي معامل تصادم مهما كان كبيراً فإنه سينتج عنه انحراف صغير للجسيم القاصف وبصورة مبدئية فانه ليس هناك جسيم مشحون لا يتأثر بالنواة الهدف بغض النظر عن معامل تصادمه وبهذا تكون قيمة مساحة المقطع الكلي مساوية لما لا نهاية

عندما تكون الزوايا صغيرة فان استطارة رذرفورد تكون هي التأثير الغالب على مساحة المقطع التفاضلية بالنسبة للجسيمات المشحونة ولهذا فإن من المناسب أن نقسم مساحة المقطع المقاسة في المعادلة (45 _ 5) بالطريقة المبينة في الشكل (14 _ 5)



الشكل 14 _ 5 مساحة المقطع التفاضلية لاستطارة كولوم لنواة Co^{59} مقسومة على مساحة مقطع رذرفورد ومرسومة بدلالة زاوية استطارة البروتون في مركز الثقل

4d _ 5 مناقشة نوعية لمساحة مقطع النيوترون

Qualitative discussion of neutron cross sections.

قبل البدء بدراسة تفصيلية تعتمد على ميكانيك الكم لمساحة المقطع من المفيد ان نناقش بعض الخواص النوعية في هذا الموضوع وسوف نركز دراستنا على مساحة مقطع تفاعلات النيوترونات وذلك لاجل تجنب التعقيدات الناتجة عن تأثير كولوم

ومن الممكن تمثيل حزمة النيوترونات على انها موجة متحركة من النوع (32 _ 2) وبالنسبة لاتجاه x الموجب فان هذه الموجة تكتب على الوجه التالي : _

$$\psi(\text{incident beam}) = ae^{ikx} \qquad (5 _ 47)$$

واهم خاصية تحملها هذه الموجة هي عددها الموجي k او طول موجة دي بروي المختزل $\bar{\lambda} = \lambda/(2\pi) = 1/k$. والذي يمكن حساب قيمته من المعادلة (2 _ 11) بالنسبة للبروتونات او النيوترونات .

$$\bar{\lambda}\ (\text{in F}) = \frac{4.55}{[T\ (\text{in Mev})]^{\frac{1}{2}}} \qquad (5 _ 48)$$

ان الجدول 2 _ 5 يبين هذه القيمة محسوبة لبعض القيم الاعتيادية للطاقة

الجدول 2 _ 5 يبين قيمة طول موجة دي بروي المختزلة للنيوترونات

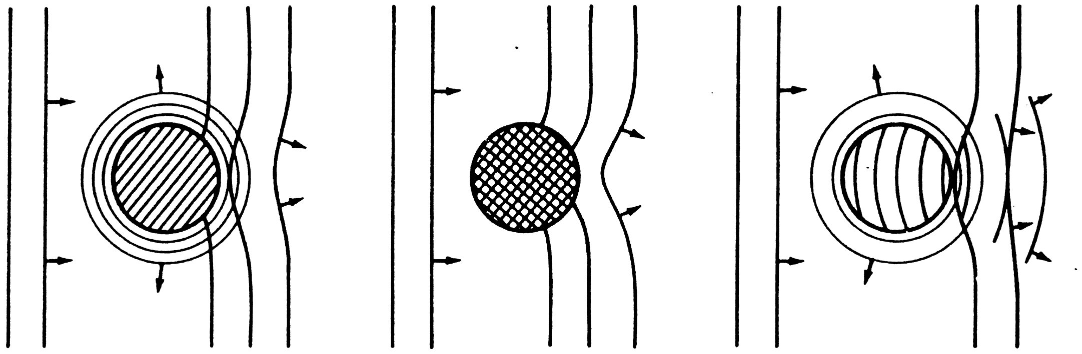
T	$\bar{\lambda}$(F)
1 ev	4550
100 ev	455
10 kev	45.5
1 Mev	4.55
100 Mev	0.443†

† Relativistic value.

ان انصاف الاقطار النووية (المعادلة (5 _ 1)) للنوى المتوسطة الكتلة تتراوح ما بين 5 الى 8 F ولهذا فان $\bar{\lambda}$ تكون اكبر من R عندما تكون طاقة النيوترون اقل من 1 Mev ولهذا فاننا نتوقع ان تكون الخواص الجسيمية للنيوترونات قليلة الاهمية للطاقات التي تقل عن 1 Mev حيث ان الخواص الموجية هي التي ستكون الاكثر تأثيراً ولهذا فان التفاعل المباشر بين النيوترون الساقط وأحد النيوكليونات النووية يكون مهماً فقط عند طاقات النيوترونات التي تزيد عن 1 Mev بمقدار كافٍ .

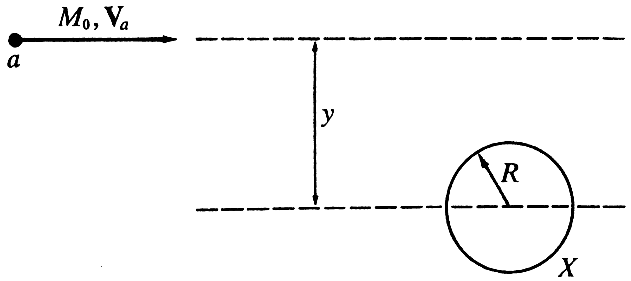
والان لو حاولنا دراسة الاوضاع النموذجية التي يتعرض لها النيوترون عند اصطدامه على اعتبار ان النيوترون يتصادم مع نواة عاكسة مثالية فاننا نتوقع للتصادم المرن فقط ان يحدث ولهذا فان موجة النيوترون سوف تنعكس وتبعد بتأثير تعرضها للنواة كما هو مبين بصورة تخطيطية في الشكل 5 _ 15 a ان الموجة الساقطة وموجة الحيود سوف تتداخلان مع بعضهما وقد وجد ان مساحة مقطع التصادم المرن للنيوترونات عند طاقات واطئة $(\bar{\lambda} \gg R)$ تصبح مساوية لـ $4\pi R^2$.

واذا كانت النواة تعتبر جسيماً ذا قابلية امتصاص مثالية للموجة فانه سوف لا تكون في هذه الحالة موجة منعكسة وانما يكون فقط حيود للموجة الساقطة (الشكل 5 _ 15b) وتكون مساحة المقطع عند الطاقة العالية للنيوترونات مساوية تقريباً للمقدار πR^2 وتكون مساحة المقطع الكلية مساوية تقريباً للمقدار $2\pi R^2$. اما اذا كانت النواة ذات نفوذية جزئية بالنسبة للنيوترونات الساقطة فان الموجة الخارجة تتداخل مع موجة الانعكاس الموجة المعدة (الشكل 5 _ 15 c) وبهذا فانه_ عند طاقات نيوترونية معينة او بعبارة اخرى عند اطوال موجات معينة_ سيكون المتوقع حدوث تداخلات بنائية وعند قيم اخرى تحدث تداخلات هدمية ولهذا فان قمم الرنين التي تظهر في قيم مساحة المقطع تكون ناتجة عن هذه التداخلات. ومساحة المقطع عند هذه القمم هو $\pi\bar{\lambda}^2$ تقريباً وليس $4\pi R^2$ حيث يمثل الاخير المناطق المحصورة بين القمم الرنينية ولهذا فان مساحة مقطع النيوترونات البطيئة يمكن ان تكون اكبر بكثير من مساحة المقطع الهندسي للنواة .



(a) (b) (c)

الشكل 5 _ 15 تأثير النواة على موجة النيوترون (تخطيطياً) a لنواة عاكسة مثالية حيث يحدث فيها انعكاس وحيود b نواة ممتصة مثالية حيث يحدث حيود فقط c نواة ممتصة جزئياً حيث يمكن فيها للموجة النافذة ان تتداخل مع الموجة المنعكسة وموجة الحيود



الشكل 5 _ 16 التوضيح الكلاسيكي للزخم الزاوي في التفاعلات النووية حيث M_0 هي الكتلة المنزلة $M_aM_X/(M_a + M_X)$.

ومن المفيد لاجل دراسة بعض التفاصيل التي لها علاقة بمساحة المقطع دراسة الزخم الزاوي المداري للمجموعة (الجسم القاصف + النواة الهدف) الذي ينتج عن عملية التفاعل حيث انه وكلاسيكياً اذا كان معامل التصادم هو y للنواة (الشكل 16 _ 5) فان الزخم الزاوي المداري في احداثيات مركز الثقل سوف يساوي $M_0V_a y$ (راجع المعادلة (5 _ 3a)) حيث V_a هي السرعة النسبية بين الجسيمين عندما يكونان بعيدين عن بعضهما وفي الحقيقة فان الزخم الزاوي هو من المقادير الكمية حيث يجب ان يساوي $l_{a.x}\hbar$ (وسوف يختصر رمزه من الان فصاعداً الى $l_a\hbar$) ولهذا فيمكن ان نكتب .

$$l_a\hbar \approx M_0V_a y \qquad (5 - 49)$$

$$l_a \approx \frac{yM_0V_a}{\hbar} \approx \frac{y}{\bar{\lambda}} \qquad (5 - 50)$$

حيث ان $\bar{\lambda}$ هي طول موجة دي بروي المختزلة للنيوترون مقاسة في احداثيات مركز الثقل وفي حالة $y > R$ (الشكل 16 _ 5) فان الجسيم القاصف سوف لا يكون له تأثير يذكر على النواة الهدف حيث سيكون خارج مجال تأثير القوة النووية ولهذا فاننا نتوقع حدوث اغلب التفاعلات النووية عندما يكون الزخم الزاوي المداري لها اقل من القيمة القصوى او مساوياً لها : _

$$l_a(\max) \approx \frac{R}{\bar{\lambda}} \qquad 5 - 51$$

وبالرجوع الى الجدول 2 _ 5 نجد التفاعلات التي تتم بطاقات قذف اقل من 0.1 Mev تكون غالباً من نوع موجة s اي ان $l_a = 0$ (وبالنسبة لهدف مكون من نواة الهيدروجين فان هذا يحدث ايضاً حتى عند طاقات قذف تصل الى 10 Mev مقاسة في مركز الثقل) ونتيجة لذلك فان مساحة المقطع التفاضلية تكون غير معتمدة على مقدار زاوية مركز الثقل عند هذه الطاقات والطاقات الاوطأ من ذلك وهذا يتفق تماماً مع ما هو ملاحظ عملياً .

ان عملية تحليل الموجة الساقطة الى موجات جزئية _ تكون كل منها ناتجة عن زخم زاوي مداري معين _ تسمى التحليل الموجي الجزئي partial wave analysis وهو مشروح باختصار في الملحق 2 _ A . وللحصول على تفاصيل اكثر فانه يمكن مراجعة مصادر اخرى .

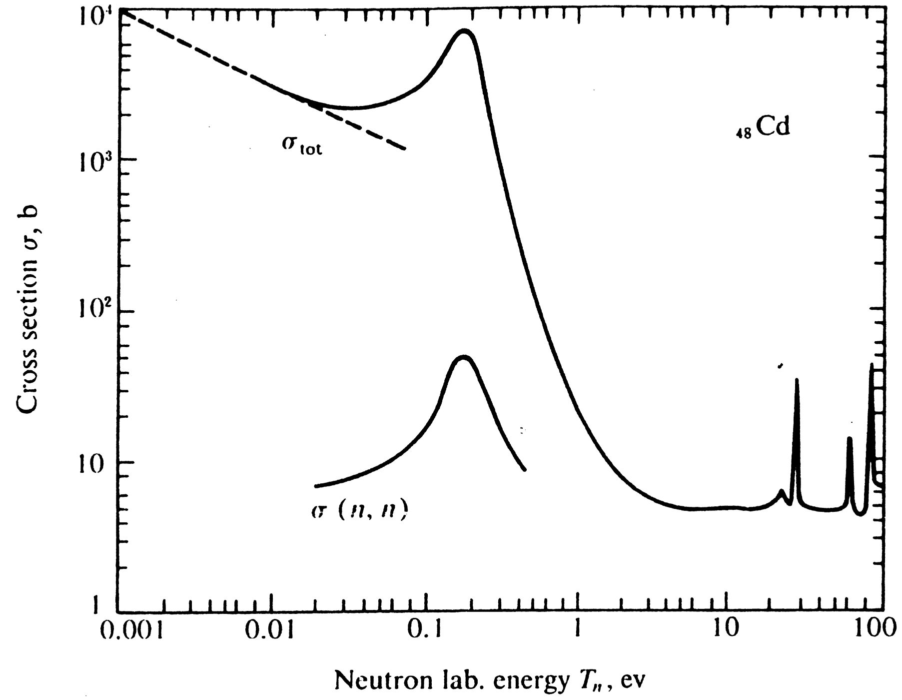
5 _ 5 تفاعلات النواة المركبة COMPOUND-NUCLEUS REACTIONS

عندما تكون طاقة القذف اقل من 0.1 Mev والى Mev فان التفاعل يكون عادة عن طريق تكوين النواة المركبة (الشكل 1 _ 5) . ان السبب في هذا يعود الى انه عندما يجد الجسيم الساقط نفسه داخل النواة فان معامل الانعكاس عند حافة بئر الجهد (الشكل 2 _ 5) يكون مقارباً للواحد وعند دخول جسيم طاقته To بئر جهد عمقه V_0 فان معامل الانعكاس المبين في المعادلة (162 _ 2) يصبح تقريباً مساويا الى : _

$$1 - 4(T_0/V_0)^{\frac{1}{2}} \quad \text{if} \quad T_0 \ll V_0 \qquad (5 - 52)$$

واذا كانت $V_0 \sim 40$ Mev وهذه هي قيمة اعتيادية في النوى فان معامل الانعكاس عندما تكون $T_0 = 0.1$ Mev هو 0.8 تقريباً ولهذا تكون الظروف مناسبة لبدء سلسلة العمليات المبينة في الشكل 1 _ 5 والتي تؤدي الى مرحلة تكوين النواة المركبة .

ان احدى الخواص المهمة التي تظهر في مساحات المقطع عند هذه الطاقات ظهور عدد كبير من القمم الرنينية (الاشكال 17 _ 5 و 18 _ 5) وكما ذكرنا سابقاً في البند 1 _ 5 فان الطبيعة التفصيلية لهذه القمم لا يمكن فهمها بسهولة باستخدام نموذج القشرة بل هي ناتجة عن تهيجات معقدة لعدد كبير من النيوكليونات داخل النواة ولكن _ بناء على اعتبارات الطبيعة الموجية فان هذه القمم _ تنتج عن تداخلات بين الموجة الخارجة من النواة وبين موجات الحيود وموجات الانعكاس عن النواة للجسم القاصف (الشكل 15c _ 5) .



الشكل 17 ـ 5 مساحة المقطع الكلية والمرنة لتصادم نيوترون بنواة الكادميوم (ان قمة الرنين عند 0.18 ev ناتجة عن Cd^{113} والذي يوجد بنسبة % 12) والخط المتقطع عند الطاقات الواطئة بمثل اعتماد مساحة القطع على المقدار $1/v$

ان الفرضية الاساسية في نموذج النواة المركبة هي انها تتكون بطريقة معقدة بحيث انها « تنسى » الطريقة التي تكونت بها . ومساحة مقطع التفاعل من النوع $X(a,b)Y$ في هذه الحالة يمكن ان تقسم الى قسمين : ـ

الاول : مساحة مقطع تكوين النواة المركبة formation cross section والذي يمثل العملية .

$$a + X \rightarrow C^* \qquad (5-53)$$

والثاني : يمثل احتمال تحلل النواة C^* الى الجسيمات $b + Y$ وبهذا فان مساحة المقطع الكلية ستكون

$$\sigma(a,b) = \sigma_{a,C}(T_0)P_b(E) \qquad (5-54)$$

حيث تمثل T_0 طاقة القذف في مركز الثقل وتمثل E طاقة تهيج النواة المركبة . ان هاتين الطاقتين متعلقتان ببعضهما بالطريقة المبينة في الشكل 19 ـ 5

5a ـ 5 تكوين النواة المركبة Formation of the compound nucleus

لو تصورنا ان الجسيم a ليس له برم ذاتي ولا يحمل شحنة كهربائية بحيث يصبح من الممكن اهمال تأثير كولوم وتأثير البرم واذا اعتبرنا ان طاقة القذف T_0 وطاقة تهيج النواة المركبة هي E^* فان هذه الحالة ستكون حالة خيالية غير مستقرة وذلك لانها سوف تنحل بحيث تعود الى تكوين $a + X$ ولهذا فان لها سمكاً معيناً مقداره Γ (المعادلة (32 ـ 4)) وذلك لان لهذه الحالة عمراً معيناً . ان مساحة مقطع عملية تكوين النواة المركبة سوف يتناسب مع احتمال وجود النواة في الحالة التي تكون طاقتها E المبينة في المعادلة (41 ـ 4) . ان الحسابات التفصيلية التي تعتمد ميكانيك الكم اثبتت ان : ـ

$$\sigma_{a,C} = \pi\lambda\!\!\!^{-2} \frac{\Gamma_a \Gamma}{(E - E^*)^2 + \Gamma^2/4} \qquad (5-55)$$

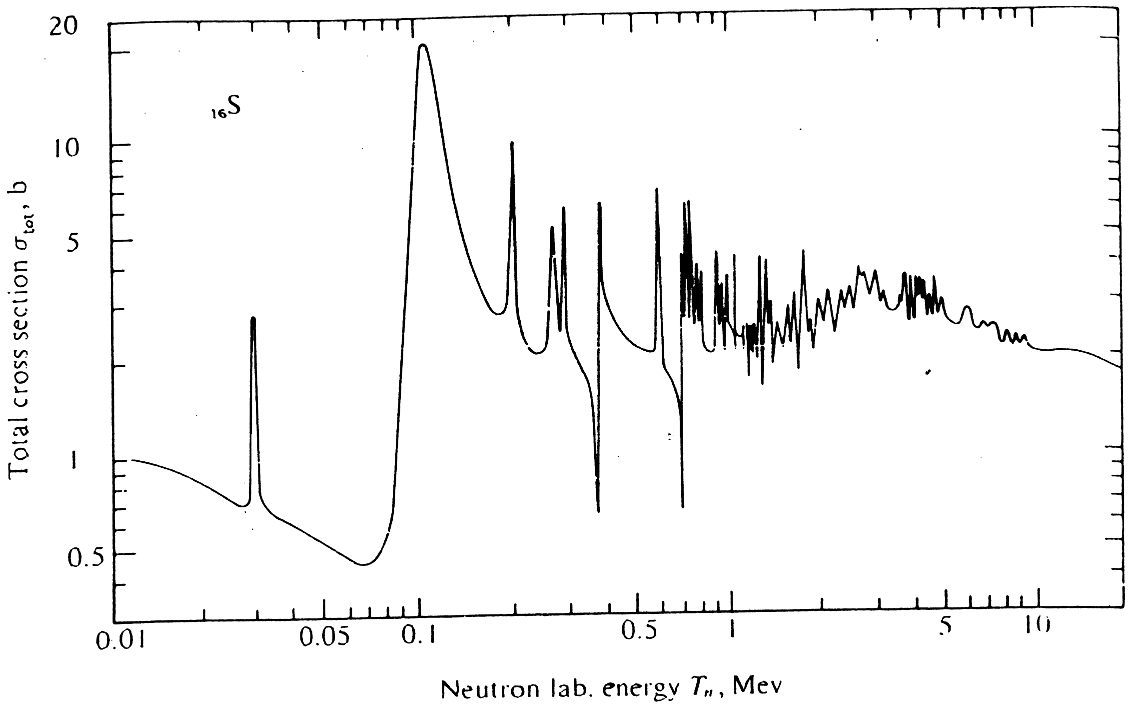
حيث ان $\Gamma_a/\hbar$ يمثل ثابت انحلال النواة المركبة في اتجاه القناة $a + X$ وتسمى Γ السمك الكلي للحالة في حين تمثل Γ_a السمك الجزئي للانحلال الى $a + X$ وبصورة عامة فان : ـ

$$\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b + \Gamma_{b'} + \Gamma_{b''} + \cdots \qquad (5-56)$$

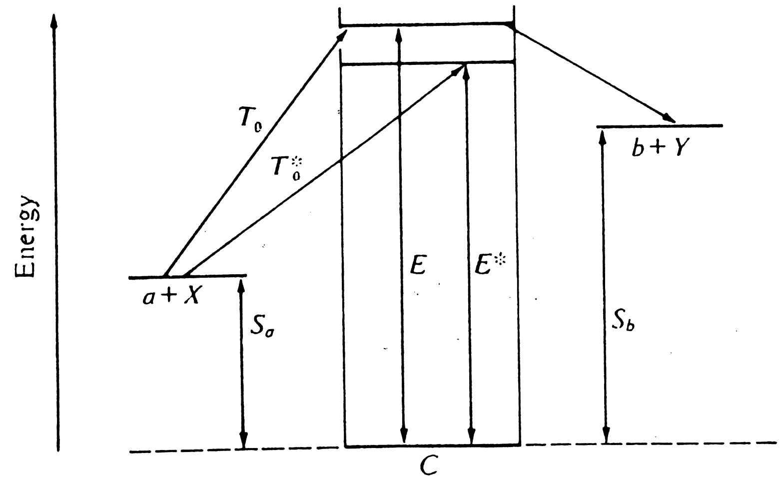
حيث تمثل Γ_b السمك الجزئي لأي من قنوات الانحلال الاخرى والتي تسمح الطاقة المتوفرة بحدوثها . ان هذه المعادلة يمكن ان تعطينا العلاقة بين ثابت الانحلال الكلي وثوابت الانحلال الجزئية بصورة مباشرة (قارن مع المعادلة (12 ـ 4)) .

ان طول الموجة $\lambda\!\!\!^{-}$ في المعادلة (55 ـ 5) هو طول موجة دي بروي المختزل للجسيم a في احداثيات مركز الثقل وبالنسبة للبروتونات والنيوترونات فان : ـ

$$\pi\lambda\!\!\!^{-2} \text{ (in barns)} = \frac{0.65}{T_0 \text{ (in Mev)}} \qquad (5-57)$$



الشكل 18 _ 5 مساحة المقطع الكلية لتفاعل نيوترون مع نواة الكبريت (S^{32} 95%)



الشكل 19 _ 5 التفاعل $X(a,b)Y$ يسير بطريقة النواة المركبة وتجب مقارنة هذا الشكل مع الشكل 6 _ 5 . ان S_a و S_b هي طاقتا فصل الجسيمين a و b على التوالي عن النواة C. بينما تمثل T_0 طاقة الجسيم a في مركز الثقل $[T_0 = T_a M_X/(M_a + M_X)]$.

ومن المناسب ان تكون طاقة الرنين E^*، محسوبة بدلالة طاقة القذف في مركز الثقل T_0^* (لاحظ الشكل 19 _ 5) وبهذا تصبح المعادلة (55 _ 5) : _

$$\sigma_{a,C} = \pi \lambda\!\!\!^{-2} \frac{\Gamma_a \Gamma}{(T_0 - T_0^*)^2 + \Gamma^2/4} \qquad (5-58)$$

وهناك جداول تستعمل بكثرة تعطى فيها الطاقات مقاسة في احداثيات المختبر وما يقابلها من طاقات احداثيات مركز الثقل T_0 و T_0^* واستخدام طاقات مقاسة في احداثيات المختبر في المعادلة (58 _ 5) يتوجب ان يصاحبه استخدام قيم محولة للسمك Γ الى احداثيات المختبر ايضاً وذلك باستخدام علاقة مشابهة للعلاقة (16 _ 5) وهذه العلاقة هي . _

$$\Gamma_i(\text{lab.}) = \Gamma_i(\text{c.m.})(M_a + M_X)/M_X \qquad (5-59)$$

ان اخذ البرم بنظر الاعتبار يوجب ضرب الطرف الايمن من المعادلة (58 _ 5) بالمعامل : _

$$g_J = \frac{2J+1}{(2I_a+1)(2I_X+1)} \qquad (5-60)$$

حيث تمثل J الزخم الزاوي الكلي للحالة المركبة في حين تم تعريف كل من $\mathbf{I}_a$ و $\mathbf{I}_X$ سابقاً (المعادلة (22 _ 5)) . واي حالة مركبة يمكن ان تتكون فقط بحيث تكون قيمة الزخم الزاوي l_a محققة للمعادلة .

$$\mathbf{I}_a + \mathbf{I}_X + \mathbf{l}_a = \mathbf{J} \qquad (5-61)$$

$$\pi_a \pi_X (-1)^{l_a} = \pi_J \qquad (5-62)$$

وتمثل π_J تناظر الحالة المركبة . اضافة الى الشرطين ماري الذكر الشروط (22 _ 5) و (23 _ 5) يجب ان تتوفر ايضاً .

b 5 _ 5 انحلال النواة المركبة Decay of the compound nucleus.

من خلال التعريف (56 _ 5) نلاحظ ان احتمال انحلال الحالة المركبة P_b (في المعادلة 54 _ 5) الى القناة $b + Y$ هو : _

$$P_b = \frac{\Gamma_b}{\Gamma}$$

حيث Γ_b هو السمك الجزئي المناسب وبدمج هذه المعادلة بالمعادلات (58 _ 5) و (60 _ 5) ينتج :

$$\sigma(a,b) = g_J \pi \lambda\!\!\!^{-2} \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(T_0 - T_0^*)^2 + \Gamma^2/4} \qquad (5-64)$$

وهذه المعادلة تسمى قانون برايت _ ڤكنر *Breit-Wigner formula.* ان المعادلة (64 _ 5) يمكن ان تطبق على جميع **قنوات** التفاعل عدا قناة الاستطارة المرنة والتي يجب فيها اخذ تأثيرات التداخل والحيود والانعكاس بنظر الاعتبار وبالنسبة للنيوترونات فانه وجد بأن : _

(5 _ 65)

$$\sigma(n,n) = 4\pi \lambda\!\!\!^{-2} \left[g_J \left| \frac{\Gamma_n}{2(T_0 - T_0^*) + i\Gamma} + e^{i\phi_{l_n}} \sin \phi_{l_n} \right|^2 + (1 - g_J) \sin^2 \phi_{l_n} \right]$$

ان ϕ_{l_n} كمية تعتمد على الطاقة وتسمى تغير الطور للكرة الصلدة وفي حالة 0 = l_n فان $\phi = R/\lambda\!\!\!^{-}$.

وسوف نلاحظ (من المعادلة (69 _ 5)) عندما تكون كل من $T_0 \to 0,\ \Gamma_n \to 0$ وبما انه وتحت هذه الظروف تكون $\sin \phi \to R/\lambda\!\!\!^{-}$, ان مساحة مقطع التصادم المرن تقترب من المقدار $4\pi R^2$ عند طاقات القصف الواطئة . ومن السائد في دراسة فيزياء النيوترونات عند الطاقات الواطئة ان تعطى مساحة مقطع الاستطارة بدلالة ما يسمى طول الاستطارة *scattering length*[1] كما يلي :

$$\sigma(n,n)_{T_0 \to 0} = 4\pi a^2 \qquad (5-66)$$

وفي الحالة البسيطة اعلاه فان $|a| = R$; ولكن هذا لا يتحقق دائماً وذلك اما لان $l_n \neq 0$ او بسبب ان تأثير الرنين ليس صغيراً الى الحد الذي يمكن معه ان يهمل .

ومن المفيد _ قبل مناقشة بعض التطبيقات الخاصة بقانون برايت ڤكنر _ ان نحاول اعطاء بعض الملاحظات عن السمك الجزئي . ان اي سمك جزئي Γ_b هو

عبارة عن طريقة اخرى لتمثيل ثابت الانحلال λ_b للعملية

$$C^* \to b + Y \qquad (5-67)$$

وهذه مشابهة تماماً لعمليات الانحلال الاشعاعي (الفا او كاما) ولهذا من الممكن تطبيق المبادىء التي تحتويها المعادلات (69 _ 4) و (95 _ 4) و (123 _ 4) في هذا المجال نلاحظ _ من المعادلة الاخيرة _ ان السمك يجب ان يتناسب مع كثافة الحالات النهائية (129 _ 4) والذي يكون في حالة الجسيمات متناسباً مع : _

$$p^2 \frac{dp}{dE} = p M_{0b} \sim v_b \qquad (5-68)$$

التي تمثل السرعة النسبية للجسيمات في القناة $b + Y$ في حين تمثل M_{0b} الكتلة المختزلة في القناة $b + Y$ ومن المعادلة (95 _ 4) نلاحظ ايضاً ان السمك في حالة الجسيمات المشحونة يتناسب مع معامل اختراق كولوم ولكن حتى في حالة عدم وجود حاجز كولوم فان حاجز الطرد اللامركزي وحده يمكن ان يؤدي الى تقليل السمك ولاجل اخذ هذين العاملين بنظر الاعتبار فقد جرت العادة على كتابة : _

$$\Gamma_b = 2k_b R P(b,Y) \gamma_b^2 \qquad (5-69)$$

حيث يظهر المعامل 2 في المعادلة لتسهيل الحسابات الاخرى في حين يمثل
k_b = العدد الموجي في مركز ثقل القناة $b + Y$ وهو = $M_{0b} v_b / \hbar$
R = نصف قطر النواة $\approx R_0(A_b^{1/3} + A_Y^{1/3})$ حيث A هو العدد الكتلي
$P(b,Y)$= معامل الاختراق والذي يساوي واحداً في حالة النيوترونات في حالة s-wave
γ_b^2 = ثابتاً يتم ايجاده عملياً ويسمى السمك المختزل .

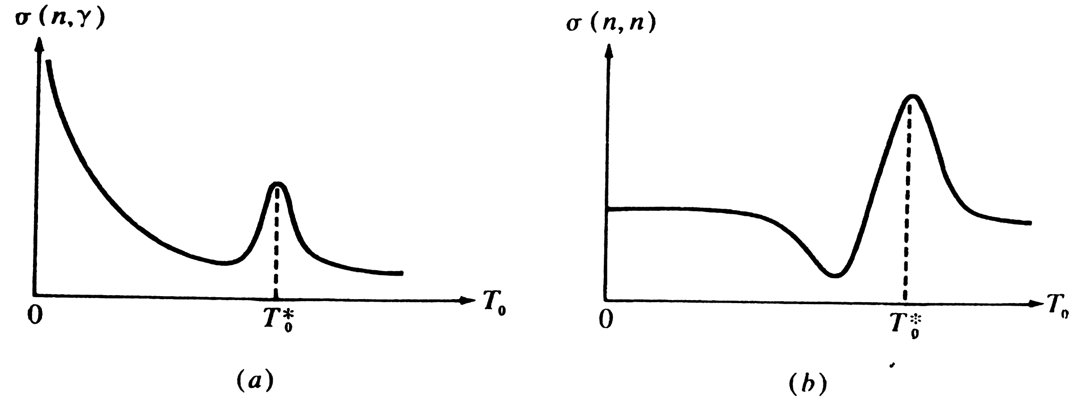
ان اقصى قيمة لسمك حالة جسيم يمكن ان تؤدي الى انحلال لأية قناة هو

$$\Gamma_b(\max) \approx \frac{\hbar}{t} \qquad (5-70)$$

وتمثل t الزمن اللازم للجسيم b ليعبر النواة وبهذا فان $t \approx \frac{R}{v_b}$

ولهذا فان : _

$$\Gamma_b(\max) \approx \frac{\hbar v_b}{R} \approx k_b R \left(\frac{\hbar^2}{M_{0b} R^2} \right)$$



الشكل 20 ـ 5 يمثل بعض الحالات الاعتيادية لشكل برايت ـ ڤكنر a مساحة مقطع التفاعل (b) التصادم المرن لنيوترونات موجة S

وقد تمت كتابة السمك بدلالة الكميات الموجودة في المعادلة (69 ـ 5) كما ان الكمية المحصورة داخل الاقواس تسمى سمك الجسيم الواحد *single particle width* [راجع المعادلة (125 ـ 2)] وتجري في كثير من الاحيان عمليات مقارنة للنتائج العملية للسمك المختزل مع هذه الكمية . واذا كانت $\gamma_b^2 \approx \hbar^2/(M_{0b}R^2)$ فان الحالة المركبة يمكن ان تعتبر متكونة في الجسيم b وهو يتحرك داخل بئر الجهد الذي تولده النواة Y . ان بعض القيم الشائعة عملياً تصل الى حدود قيمة 10^{-6} من سمك الجسيم الواحد وهذا يدل على الطبيعة المعقدة للنواة المركبة .

ان سمك اشعاعات كاما يمكن الحصول عليه من المعادلة (69 ـ 4) مباشرة . ان السمك للحالات الجسيمية (69 ـ 5) يزيد عادة على سمك حالات كاما اذا كانت الطاقة الحركية للجسيم في قناة معينة تزيد على 1 kev ولذلك فان انحلال كاما للنواة المركبة يكون نادراً عادة الا اذا كانت مستويات الطاقة تقع على بعد بضعة kev من أوطأ طاقة فصل للجسيمات او لوجود ظروف خاصة تمنع الانحلال الجسيمي .

5c ـ 5 حالات خاصة Special cases

1 . مساحة مقاطع تفاعلات النيوترونات ذات الطاقات الواطئة

1 Low-energy neutron reaction cross sections

ان تفاعلات النيوترونات ممكنة بقدر تعلق الامر بالطاقة حتى عندما تكون طاقة النيوترون مساوية للصفر . (الاقتناص او التفاعلات الاكسوارجية) ولما كانت

مساحة مقطع تتناسب مع $1/v$ عند الطاقات الواطئة وعند عدم وجود حالات رنين قريبة من طاقة فصل النيوترون عن النواة المركبة (اي قرب طاقات النيوترون الحركية المقاربة للصفر) فان T_0 يمكن ان تهمل بالمقارنة مع T_0^* في المعادلة (64 ـ 5) . اي ان : ـ

$$\sigma(n,b) \approx g_J \pi \lambda\!\!\!^{-2} \frac{\Gamma_n \Gamma_b}{T_0^{*2} + \Gamma^2/4} \qquad (5-73)$$

وفي حالة كون $\Gamma \ll T^*$ او عندما لا تكون Γ حساسة تجاه تغير الطاقة وبما ان $\lambda\!\!\!^{-} \sim 1/v_n$ المعادلة (48 ـ 5) ولان $\Gamma_n \sim v_n$ المعادلة (69 ـ 5) فان : ـ

$$\sigma(n,b) \sim \frac{1}{v_n} \qquad (5-74)$$

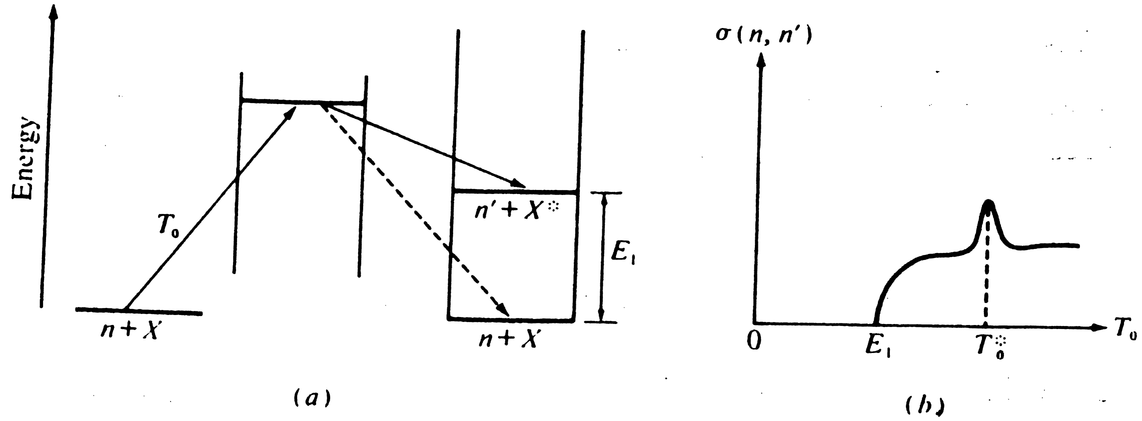
وهذا النوع من التصرف عند الطاقات الواطئة يمكن ملاحظته في الشكل 17 ـ 5 . ان الجزء الاكبر من منحني مساحة مقطع الكادميوم عند الطاقات الواطئة ناتج عن التفاعل $Cd^{113}(n,\gamma)$ ولهذا فان المعادلة (64 ـ 5) يمكن ان تطبق على الرنين الرئيس . ان التطبيق التفصيلي لهذه المعادلة على تفاعل (n,n) و (n,γ) عند الطاقات التي تقل عن 2 ev قد اعطى المقادير التالية لثوابت الرنين : ـ

$T_0^* = 0.18$ ev

$\Gamma_n = 0.65 \times 10^{-3}$ ev (على اعتبار $J = 1$)

$\Gamma_\gamma = 0.11$ ev (على اعتبار $J = 1$)

ان مقارنة قيمة Γ_n مع المعادلة (69 ـ 5) يعطينا $\gamma_n^2 = 0.15$ ev للسمك المختزل والذي يمكن مقارنته مع سمك الجسيم الواحد (المعادلة (72 ـ 5)) التي هي Mev تقريباً وهذا يدل على أن هذه الحالة للنواة المركبة Cd^{114} يكون لها تركيب معقد جداً . لقد وجد عملياً ان 0.1 بالمئة من اشعة كاما تؤدي الى الحالة المستقرة لنواة Cd^{114} ولهذا فأن سمك هذا الانتقال وحده هو $\Gamma_\gamma \approx 10^{-4}$ ev وتقدير الجسيم الواحد للسمك حسب نظرية وايسكوبف (المعادلة (69 ـ 4)) للانتقال من نوع $M1$ لطاقة 9 Mev الذي يقابل الانتقال $1^+ \to 0^+$ يؤدي الى الحالة الارضية هو $\Gamma_\gamma \approx 15$ ev وهذا يدل ايضاً على أن الحالة المركبة لا تشابه حالة الجسيم الواحد مطلقاً .



الشكل 21 ـ 5 الاستطارة غير المرنة للنيوترونات (a) حسابات الطاقة (b) مساحة مقطع نموذجية . ان T_0^* تمثل حالة رنين في النواة المركبة .

2 الاستطارة غير المرنة للنيوترونات *Inelastic neutron scattering*

ان المعادلة (64 ـ 5) لهذا النوع من التفاعلات تعطي

$$\sigma(n,n') = g_J \pi \lambda\!\!\!^{-2} \frac{\Gamma_n \Gamma_{n'}}{(T_0 - T_0^*)^2 + \Gamma^2/4} \qquad (5-75)$$

وعند عتبة التفاعل والذي يمكن ان يمثل بالطاقة E_1 التي تقابل حالة التهيج الاولى للنواة الهدف (الشكل 21 ـ 5 a) فان اعتماد المعادلة (75 ـ 5) على الطاقة تحدده بالدرجة الرئيسية $\Gamma_{n'}$. واذا اعتبرنا أن النيوترونات الناتجة هي في حالة s وبهذا يكون معامل الاختراق في المعادلة 69 ـ 5 هو واحد فان

$$\Gamma_{n'} \sim v_{n'} \sim (T_0 - E_1)^{\frac{1}{2}} \qquad (5-76)$$

ان هذا الاعتماد على الطاقة (والمبين تخطيطياً في الشكل 21b ـ 5) سوف يختفي داخل تركيب الرنين كما يلاحظ في الشكل (22 b ـ 5)

3 انبعاث جسيمات المشحونة *Emission of charged particles*

واذا تم انبعاث جسيمات مشحونة في تفاعل اكسوارجي فان الجزء الخاص

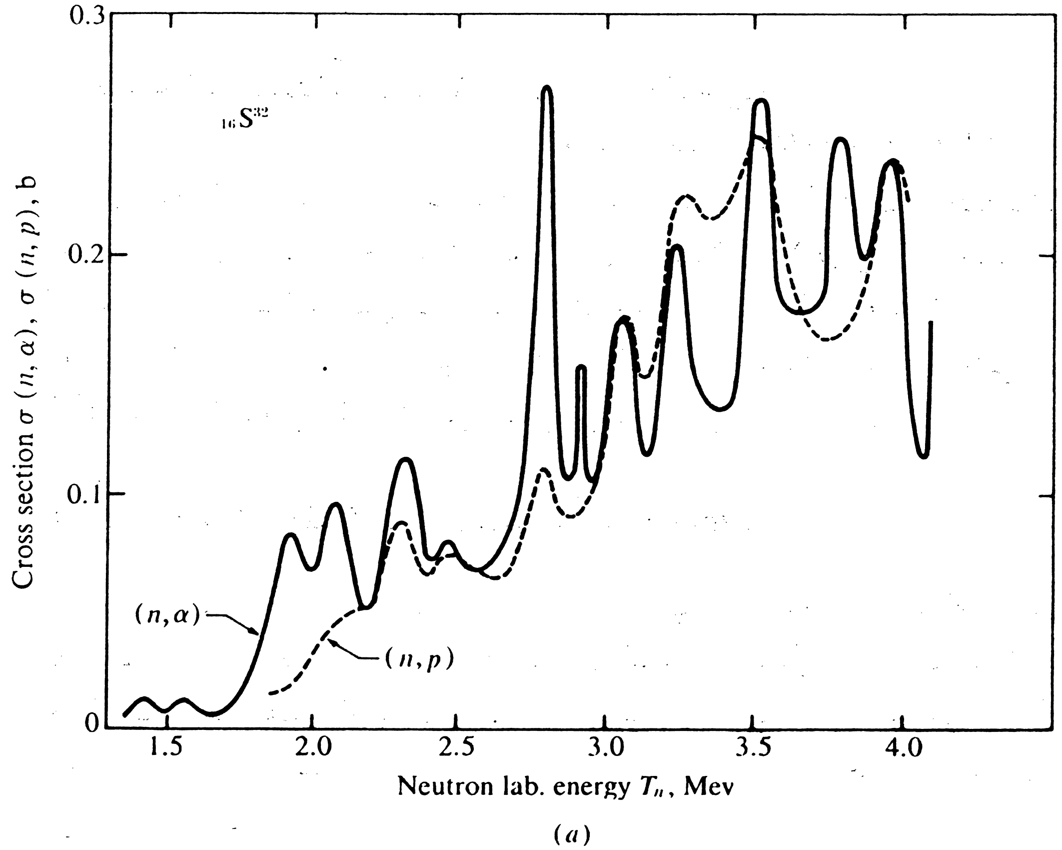
بالطاقات الواطئة من منحني مساحة المقطع سوف يعتمد بصورة رئيسة على $1/v_n$ اما في التفاعلات الاكسوارجية فان الاعتماد على الطاقة قرب العتبة يعتمد على معامل اختراق كولوم (86 ـ 4) في المعادلة (69 ـ 5) .

$$\Gamma_b \sim e^{-\gamma} \qquad (5-77)$$

وحسب المعادلة (94 ـ 4) فان : ـ

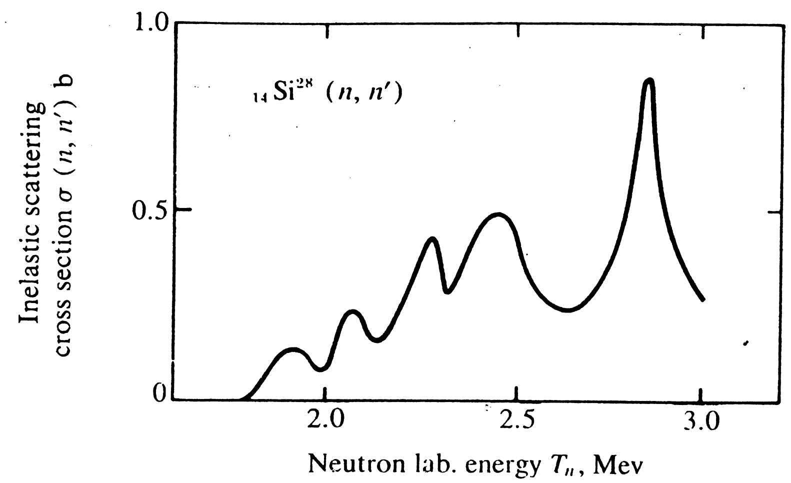
$$\gamma \sim \frac{1}{v_b} \qquad (5-78)$$

ان مساحة المقطع في هذه الحالة سوف تزداد ببطء بعد العتبة كما هو مبين تخطيطيا في الشكل 10d ـ 5 كما ان مساحة المقطع العملية مبنية في الشكل 22 ـ 5



(a)

الشكل 22 ـ 5



(b)

الشكل 22 ـ 5 (a) مساحة مقطع تفاعل النيوترونات مع $_{16}S^{32}$ مساحة مقطع الاستطارة غير المرنة للنيوترونات مع $_{14}Si^{28}$

4 التفاعلات المحتثة بواسطة الجسيمات المشحونة
Charged-particle induced reactions.

ان التفاعلات الاكسوارجية من هذا النوع يغلب عليها عند الطاقات الواطئة تأثير معامل اختراق كولوم للجسيم القاصف . ان التفاعلات الاندوارجية للجسيمات المشحونة يكون اعتمادها على الطاقة قرب العتبة مشابهاً لما في المعادلة (76 ـ 5) او المعادلة (77 ـ 5) لانبعاث النيوترونات او الجسيمات المشحونة على التوالي ان الشكل 23 ـ 5 يعطي مثالاً لتفاعل اندوارجي تنبعث فيه النيوترونات .

6 ـ 5 التفاعلات المباشرة DIRECT REACTIONS

المناقشة العامة في البند 1 ـ 5 والبند 5 ـ 5 تظهر ان ـ مع زيادة طاقة الجسيم القاصف فان ـ المرحلة الاولى لعملية التفاعل المبينة في الشكل 1 ـ 5 تصبح اكثر اهمية بينما تقل اهمية العمليات اللاحقة . ان هناك ادلة لا بأس بها على ان هذا صحيح بصورة عامة على الرغم من وجود امثلة لتفاعلات تتم من خلال تكوين نواة مركبة عالية التهيج .

a 6 ـ 5 النموذج الضوئي Optical model.

ان النظريات التي تؤكد على المرحلة الاولى للتفاعلات النووية (الشكل 1 ـ 5) تقول بان التفاعل بين الجسيم الساقط والنواة يمكن تمثيله بواسطة جهد معين. واذا كان الامتصاص في النواة المركبة هو تأثير ثانوي فان من الممكن اخذه بنظر الاعتبار بطريقة فينومينولوجية (شبه تجريبية) باضافة حد خيالي الى الجهد المؤثر .

$$V_{eff} = V + iU \qquad (5-79)$$

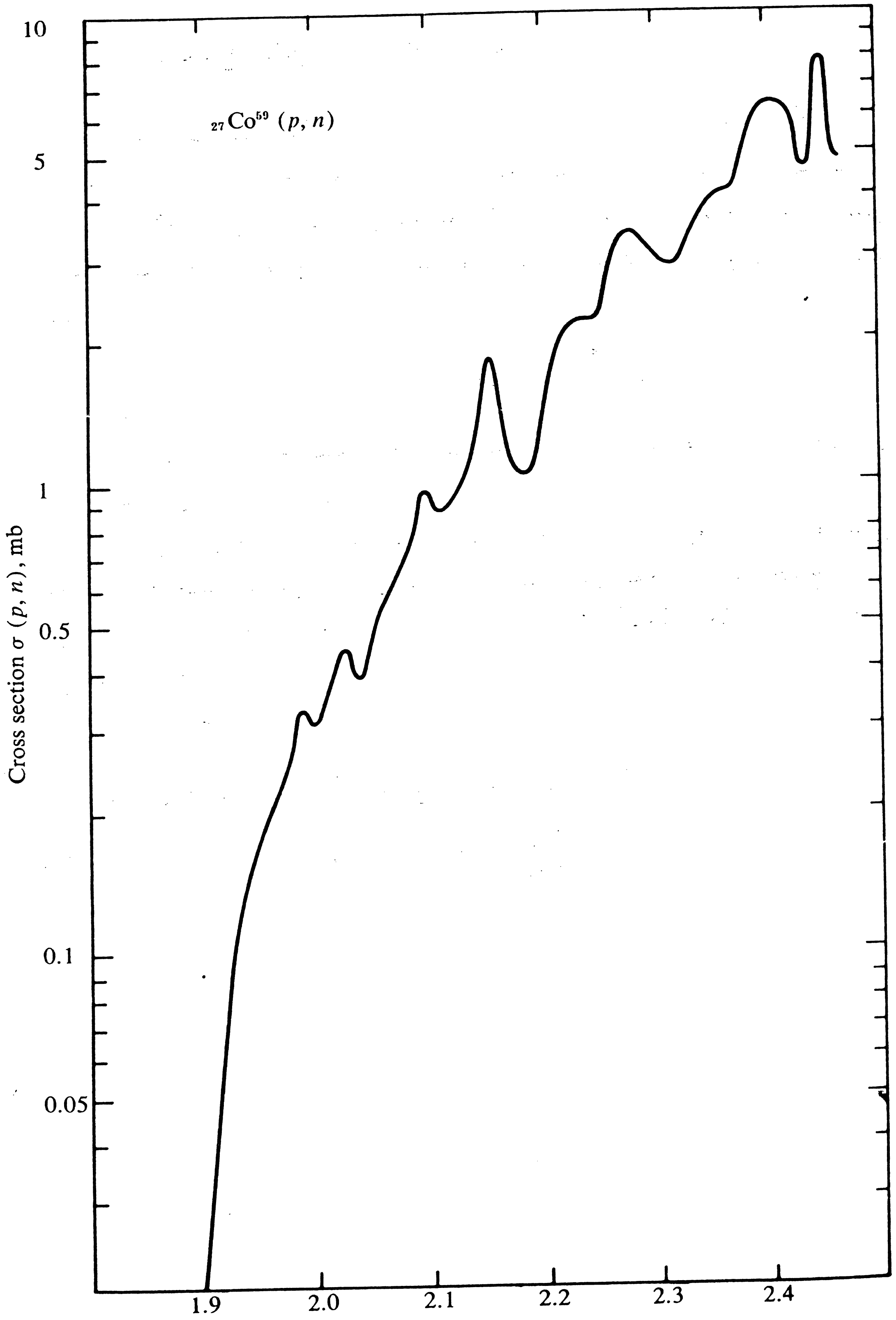
ان حسابات بسيطة ببعد واحد تدل على ان جهداً من هذا النوع يؤدي الى ظهور امتصاص لدالة الموجه .

فلو اعتبرنا ان حزمة من الجسيمات التي كتلة كل منها M_0 يعترضها حاجز على شكل مرتفع جهد كما هو مبين في الشكل 2a ـ 5 فان الموجه الداخلة خارج الجهد هي ae^{ikx} (راجع المعادلة (47 ـ 5)) كما ان دالة الموجة داخل الجهد سيكون لها الشكل : ـ

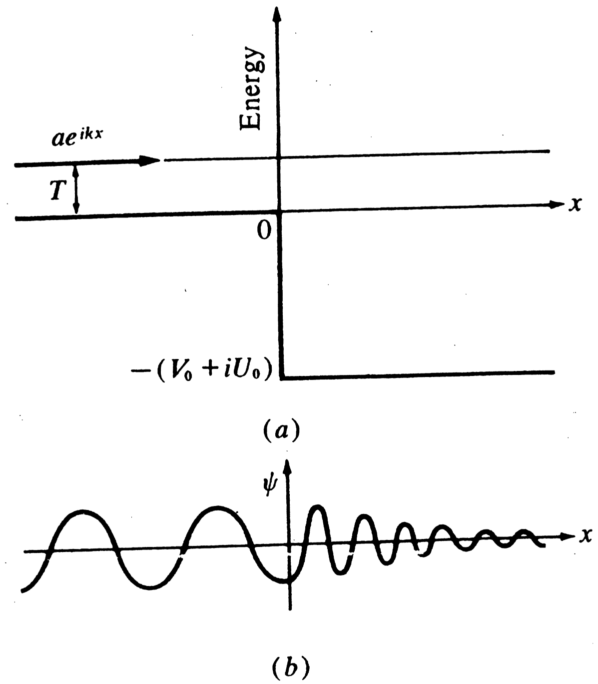
$$a'e^{ik'x} \qquad (5-80)$$

حيث ان k' مبينة بالمعادلة (راجع الشكل 24a ـ 5)

$$\frac{\hbar^2 k'^2}{2M_0} = T + V_0 + iU_0 \qquad (5-81)$$



الشكل 23 ـ 5 مساحة مقطع تفاعل (p,n) النواة Co^{59}



الشكل 24 ـ 5 تأثير جهد معقد على دالة الموجة (a) رسم الطاقات الكامنة (b) رسم تخطيطي لدالة الموجة (ان دالة الموجة معقدة)

ان الطاقة الحركية للجسيم الساقط ممثلة بالمقدار $T = \frac{1}{2}\hbar^2k^2/M_0$ ان تحقيق المعادلة (81 ـ 5) يتطلب طبعاً ان تكون قيمة المقدار k' معقدة وبتعريف اجزائها الحقيقية والخيالية كما يلي : ـ

$$k' = K + \frac{i}{L} \qquad (5-82)$$

وبالتعويض في المعادلة (80 ـ 5) فان دالة الموجة داخل منطقة الجهد تكون .

$$a'e^{-x/L}e^{iKx} \qquad (5-83)$$

او بعبارة اخرى فان الموجة سوف تمتص خلال اختراقها لدرجة الجهد وبالتعويض في المعادلة (82 ـ 5) في المعادلة (81 ـ 5) نحصل على :

$$L = \frac{\hbar^2 K}{U_0 M_0} \qquad (5-84)$$

$$K \approx \left[\frac{2M_0(T+V_0)}{\hbar^2}\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (5-85)$$

في حالة كون $1/L \ll K.$

ان هذا النموذج قد نجح في تفسير نتائج مساحات المقاطع الكلية والمرنة عند

الطاقات العالية ونتيجة لتطبيقات تفصيلية على مساحات المقاطع العملية فقد تم الحصول على قيم V_0 و U_0 المبينة في الجدول 3 _ 5 كما ان قيم K و L المحسوبة من المعادلات (84 _ 5) (85 _ 5) مبينة في هذا الجدول ايضاً . ان زيادة طاقة الجسيم الساقط تؤدي الى زيادة امتصاصية النوى (تقل قيمة L)

الجدول 3 _ 5 الثوابت التقريبية للنموذج الضوئي للبروتونات والنيوترونات

protons and neutrons†

T, Mev	V_0, Mev	U_0, Mev	K, F^{-1}	L, F
0 – 4	50	3	1.6	22
10	50	7	1.7	10
17	50	8.5	1.8	9
40	35	15	1.9	5

† From H. Feshbach, The Complex Potential Model, in F. Ajzenberg-Selove (ed.), "Nuclear Spectroscopy," Academic Press Inc., New York, 1960, part B, Chap. 6.D, by permission.

ان هذا النموذج يتوقع وجود قيم رنين عريضة في منحنيات مساحة المقطع بدلالة الطاقة . ان احدى هذه القيم يمكن ملاحظتها في الشكل 18 _ 5 قرب طاقة ان وجود قيم الرنين المركبة قد تم حذفه طبعاً في جهد التفاعل (a 7_ 5) ومع ذلك فالنموذج يتوقع ان بعض الظواهر المتعلقة بالمرحلة الاولى من عملية التفاعل ستبقى ظاهرة حتى عند مرحلة النواة المركبة . فمثلاً عندما يكون الجسيم القاصف في حالة خيالية غير مستقرة في منخفض الجهد فان بعض الخواص لمساحة مقطع النواة المركبة يمكن توقعها وان الحالة الخيالية تتطلب ان يكون الجسيم الساقط موجة مستقرة تقريباً في بئر الجهد (راجع المعادلة (143 _ 2)) وبذلك فان : _

$$n \cdot \tfrac{1}{2}\lambda_{\text{inside}} \approx R \qquad (5 - 86)$$

حيث n = عدد صحيح

$\lambda_{\text{inside}} \approx 2\pi/K$ وهو الطول الموجي داخل البئر

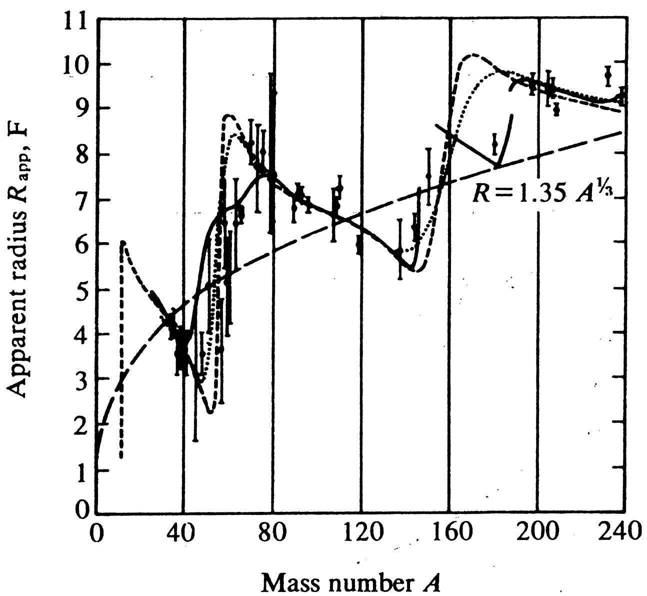
R = نصف قطر النواة

ان التعويض بقيم K عند الطاقات الواطئة من الجدول 3 _ 5 يؤدي الى ان نتوقع حدوث زيادات في مساحة المقطع في النوى التي لها اعداد كتلية

$$A \approx 2n^3$$
$$\approx 2, 16, 54, 128, 250 \qquad (5 - 87)$$

ان تأثيرات كهذه قد لوحظت فعلاً - وفي مساحة مقطع الاستطارة المرنة للنيوترونات عند الطاقات الواطئة وبدلاً من ان تكون مساحة المقطع مقاربة للقيمة $4\pi R^2$ المتوقعة من المعادلة (65 _ 5) فانه سيكون لها قمم عند قيم A في المعادلة (87 _ 5) . ان هذا التأثير موضح في الشكل (25 _ 5) . كما ان السمك المختزل γ_n^2 يتأثر بالطريقة نفسها ايضاً .

ان النموذج الضوئي قد نجح ايضاً في تفسير القمم الموجودة في الاتجاه الامامي في مساحة المقطع التفاضلية لاستطارة النيوترونات عند الطاقة العالية حيث يعطي الشكل 26 _ 5 مثالاً نموذجياً لذلك . ان القمم الامامية ناتجة عن تأثيرات التداخل التي سبقت مناقشتها من خلال الشكل c 15 _ 5 .



الشكل 25 _ 5 نصف القطر الظاهري للنواة R_{app}، محسوباً بطريقة مساحة مقطع استطارة النيوترونات ذات الطاقة الواطئة $\sigma(n,n) = 4\pi(R_{app})^2$, بدلالة العدد الكتلي A ان النقاط المرسومة تمثل النتائج العملية في حين يمثل الخط المتقطع العلاقة $R_{app} = 1.35A^{1/3}$ اما المنحنيات الاخرى فهي توقعات مختلف النماذج الضوئية .

Surface interaction model. 6b - 5 نموذج التفاعل السطحي

من خلال ملاحظة الجدول 3 _ 5 نجد انه عندما تكون طاقة الجسيم الساقط عالية فان معدل طول المسار الحر $\tfrac{1}{2}L$ يصبح قليلاً بالمقارنة مع نصف قطر النواة واذا حاولنا دفع هذا المنطق الى حد التطرف فاننا يمكن ان نتصور انه عند هذه

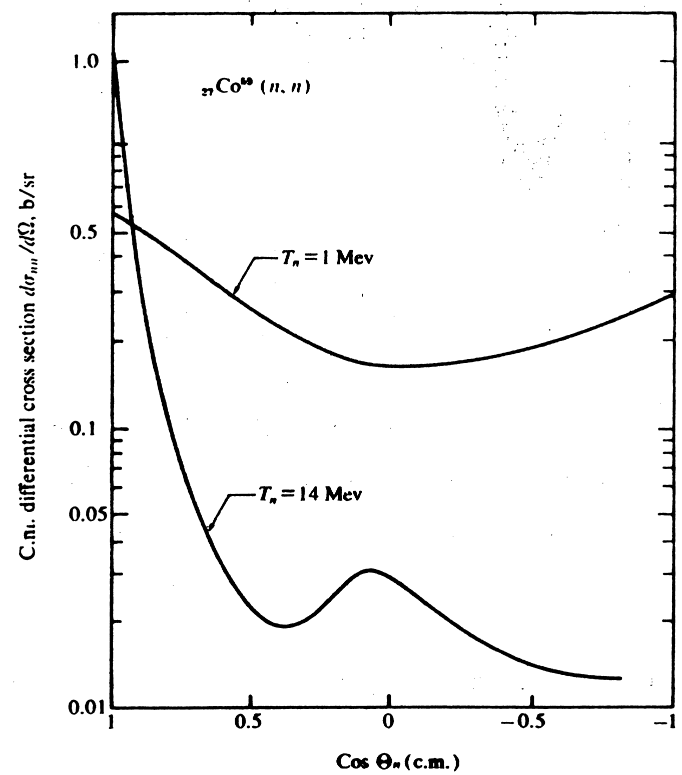
الطاقات ستحدث جميع التفاعلات النووية عند السطح فقط . ان نموذجاً كهذا يكون مناسباً وبخاصة في حالة الجسيمات القاصفة المعقدة التي يكون معدل طول مسارها الحر اقل من ذلك الذي للبروتونات والنيوترونات

ويمكن اثبات ان نموذجاً كهذا سوف يعطي اهداب الحيود التي هي من خصائص الاستطارة المرنة . ان صورة مبسطة لعملية التفاعل السطحي مبينة في الشكل (27 ـ 5) . فلو اعتبرنا النقطتين A و B على سطح النواة p هما النقطتان الوحيدتان اللتان تقومان باعادة استطارة الموجة الساقطة فان التداخل البناء في احداثيات مركز الثقل عند زاوية H يتطلب ان تكون : ـ

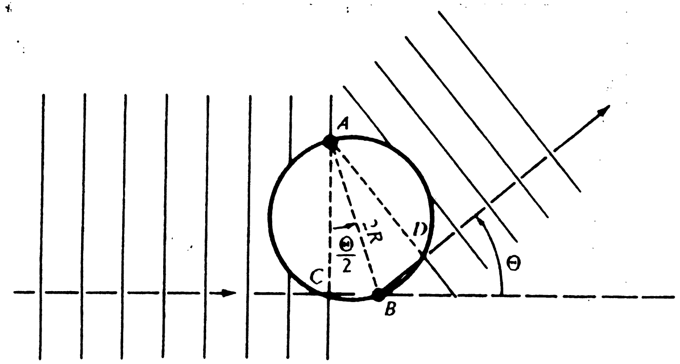
$$CB + BD = n\lambda \qquad (5-88)$$

حيث n عدد صحيح و λ طول موجة الاشعاع الساقط وبهذا فان القمم في مساحة مقطع الاستطارة المرنة يجب ان تحدث عندما تكون : ـ

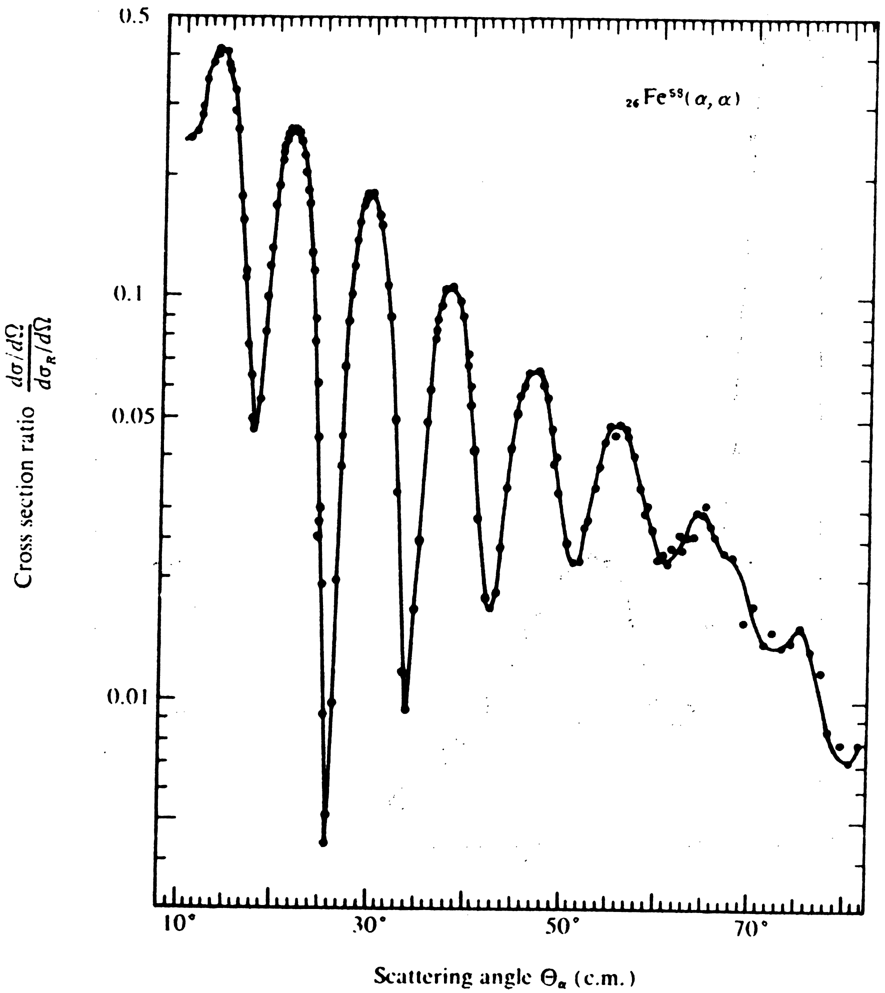
$$2 \cdot 2R \sin \tfrac{1}{2}\Theta = n\lambda \qquad (5-89)$$



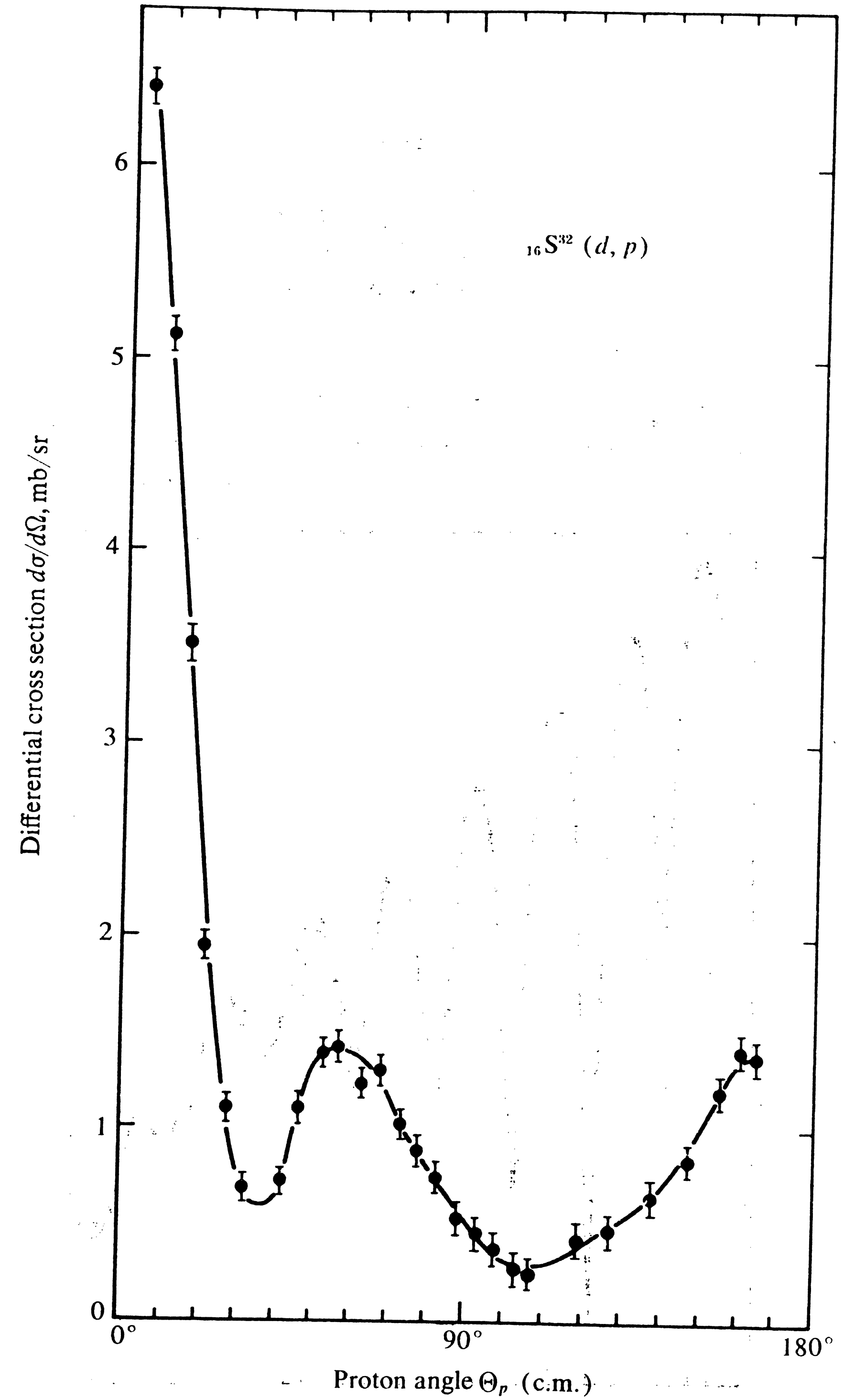
الشكل 26 ـ 5 مساحة المقطع التفاضلية لاستطارة النيوترونات عن نواة Co^{59} لطاقة النيوترونات في احداثيات المختبر14 Mevبدلالة جيب تمام زاوية الاستطارة في مركز الثقل



الشكل 27 ـ 5 صورة مبسطة لنموذج التفاعل السطحي وقد تم تصور النقطتين A و B على انها النقطتان السطحيتان اللتان تستطار عنها الموجة الساقطة خلال زاوية مقدارها Θ وعلى اعتبار أن جميع الجسيمات الاخرى يتم امتصاصها كلياً .



الشكل 28 ـ 5 مساحة مقطع الاستطارة المرنة لجسيمات الفا عن نواة Fe^{58}, مقسومة على مساحة مقطع استطارة رذرفورد بدلالة زاوية الاستطارة في مركز الثقل . طاقة السقوط هي.64 Mev



الشكل 29 ـ 5 مساحة المقطع التفاضلية للتفاعل $S^{32}(d,p)S^{33}$. ان طاقة الديوترونات الساقطة هي 4.0 Mev. ان البروتونات التي تم الكشف عنها هي تلك التي تترك نواة S^{33} في حالة التهيج الاولى فقط اي بطاقة 0.84 Mev.

ان الشكلين 14 ـ 5 و 28 ـ 5 يبينان مساحة القطع التفاضلية للاستطارة المرنة للبروتونات وجسيمات الفا التي تتبع فيها قمم الحيود العلاقة (89 ـ 5) تقريباً ويمكننا ان نلاحظ ان هذا يعطينا طريقة لايجاد انصاف الاقطار النووية وبالتأكيد فان العلاقة (1 ـ 5) قد تم ايجادها عملياً نتيجة لتجارب كهذه .

6c ـ 5 تفاعلات الانسلاخ Stripping reactions

اذا صادف تصادم جسيم قاصف معقد مع نواة معينة فمن الممكن ان يتحطم هذا الجسيم عند التصادم بحيث ان احد اجزائه فقط هو الذي يتفاعل مع النواة بقوة بينما يترك الجزء الآخر النواة بدون ان يتفاعل معها بصورة عملية ان الادلة على هذا النوع من التفاعلات تم الكشف عنها وبخاصة في حالة سقوط الديوترونات على النوى وكذلك التراكيب الاخرى الضعيفة الارتباط ومن الخواص المميزة لهذا النوع من التفاعلات ان الجزء غير المتفاعل من الجسيم الساقط سوف يتحرك في الاتجاه الامامي بالدرجة الرئيسة اي باتجاه الحزمة الساقطة . ان الشكل 29 ـ 5 يبين مثالاً نموذجياً لذلك : ـ

7 ـ 5 الانشطار FISSION

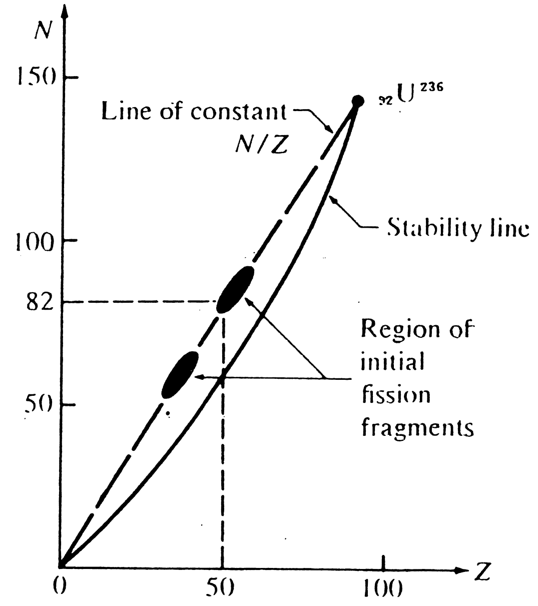
ان التفاعل $X(a,b)Y$ يسمى الانشطار اذا كانت كتلتا b و Y متقاربتين ان بعض النوى تنشطر آنياً . والانشطار يحدث عادة اذا تم اعطاء طاقة كافية للنواة بواسطة اقتناص نيوترون بطيء او بواسطة القصف بجسيمات n. و p و d او باشعة كاما وبقدر ما هو متوفر من معلومات فان عملية الانشطار تتم دائماً بواسطة تكون النواة المركبة . ان النواة المركبة سوف تتحطم الى جزئين مع انبعاث عدد من النيوترونات وسنوضح سبب ذلك فيما يلي : ـ

تم اكتشاف عملية الانشطار من قبل هان وستراسمان (1939) Hahn and Strassmann باستخدام طرق الكيمياء الاشعاعية وقد اثبتا ان قصف اليورانيوم بالنيوترونات يؤدي الى انتاج عناصر تقع وسط الجدول الدوري وليس الى عناصر انتقالية عن اليورانيوم كما كان يعتقد سابقاً .

ان الجزئين النوويين الرئيسيين والذين يسميان بشظايا الانشطار *fragments fission* سوف لا يكون لهما كتل متساوية وذلك بسبب حسابات الطاقة . ان توزيع الكتل يحتمل ان يتأثر بتأثيرات القشرة . ان الشكل 30 ـ 5 يبين ان

النواتج الرئيسة لشظايا الانشطار ليست مستقرة وذلك لان عملية الانشطار تحافظ على نسبة النيوترونات الى البروتونات في الشظايا كتلك التي في النواة المركبة الاصلية التي تقع قرب خط الاستقرار . ان الشظايا في هذه الحالة ستكون غنية بالنيوترونات ولذلك فان هناك افضلية لعملية انبعاث النيوترونات . ان انحلالات بيتا وكاما تؤدي في النهاية الى تقريب الشظايا من خط الاستقرار وفي بعض الاحيان فان الحالات المتهيجة التي تكون اعلى من طاقة فصل النيوترون لنواة معينة تكون مشبعة بانحلالات بيتا ولذلك فقد يحدث انبعاثات نيوترونية متأخرة .

ان دراسة الخط الذي يمثل قيمة ثابتة للنسبة N/Z لنواة منشطرة نموذجية كنواة $_{92}U^{236}$ على رسم N-Z في الشكل 10 ـ 2 تؤدي بنا الى ملاحظة ان هذا الخط يمر بالقرب من النواة المزدوجة السحرية doubly magic $N = 82$ و $50 =$ Z ولذلك يمكننا ان نتوقع ان تكون $A = 132$ سائدة على منحني كتل نواتج الانشطار . ان هذا يتطابق بصورة جيدة مع النتائج العملية (الشكل 31 ـ 5) ولكنه من المحتمل ان لا يؤدي الى التفسير الكامل لشكل منحني كتل نواتج الانشطار .



الشكل 30 ـ 5 موقع شظايا الانشطار بالنسبة لخط الاستقرار ان المثال هو لانشطار نواة $_{92}U^{236}$ المركبة .

7 a ـ 5 الطاقة المتحررة في الانشطار Energy release in fission.

ان الطاقات الحركية لشظايا الانشطار الركنية prompt fission fragments يمكن حسابها بواسطة المعادلة شبه العملية للكتلة . فلو اخذنا عملية الانشطار

$$U^{235} + \text{thermal } n \rightarrow Y_1 + Y_2 \quad (5-90)$$

مثلاً حيث Y_1 و Y_2 لها نفس نسبة N/Z التي لنواة U^{236} فان

$$\begin{aligned} Q(\text{prompt}) &= T_{Y_1} + T_{Y_2} \\ &= [M(U^{235}) + M_n - (M_{Y_1} + M_{Y_2})]c^2 \\ &= B_{\text{tot}}(Y_1) + B_{\text{tot}}(Y_2) - B_{\text{tot}}(U^{235}) \end{aligned} \quad (5-91)$$

ان طاقات الارتباط الكلية يمكن حسابها من المعادلة (127 ـ 2) لتعطي النتيجة : ـ

$$Q(\text{prompt}) \approx 170 \text{ Mev}$$

ان الطاقة الكلية المتحررة للنواتج النهائية لعملية الانشطار تشمل الطاقات المتحررة عن اشعة بيتا وكاما والانتي نيوترنيو اضافة الى الطاقة التي تأخذها النيوترونات ولذلك فان قيمة Q هي : ـ

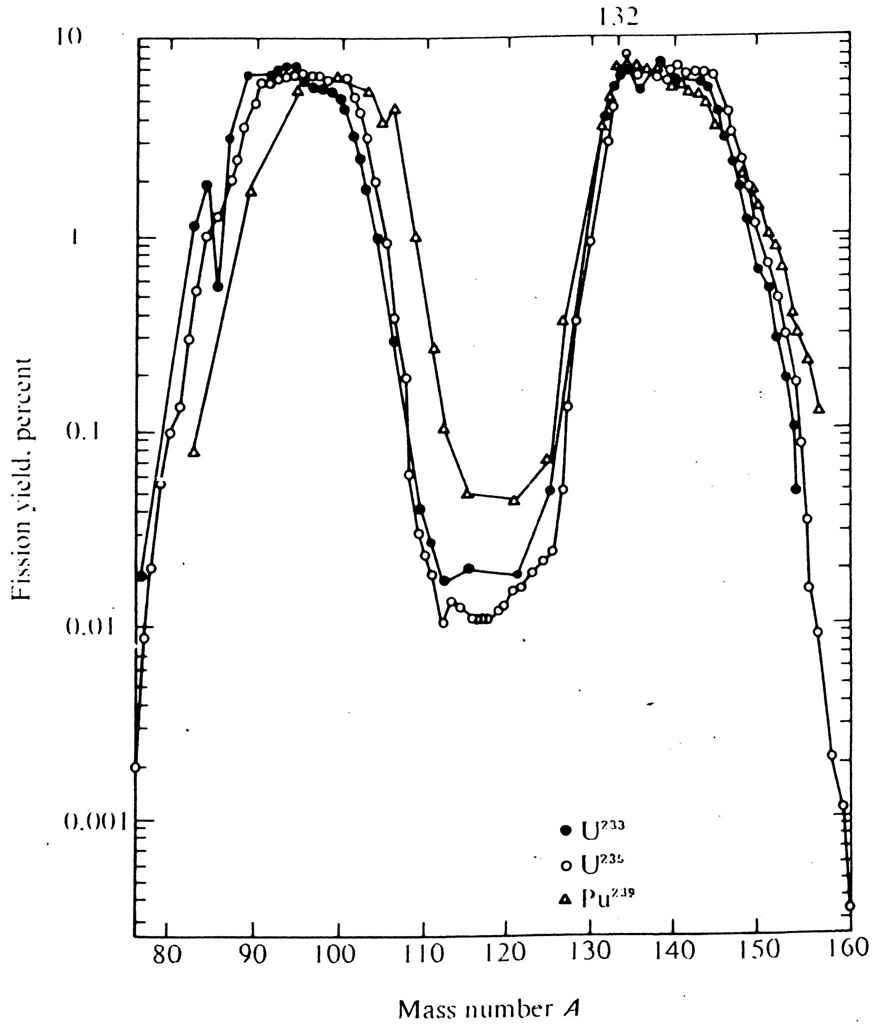
$$Q(\text{overall}) = B_{\text{tot}}(Y_1') + B_{\text{tot}}(Y_2') - B_{\text{tot}}(U^{235}) \quad (5-92)$$

حيث ان : Y_1' و Y_2' هي النواتج النهائية للانشطار الواقعة قرب خط الاستقرار واذا كانت الاعداد الكتلية لهذه النواتج هي 100 و 132 على التوالي على اعتبار تحرر اربعة نيوترونات فان الشكل 8 ـ 2 يعطي التقدير التقريبي .

$$Q(\text{overall}) \approx 132 \times 8.3 + 100 \times 8.5 - 235 \times 7.5 \text{ Mev}$$

$$\approx 210 \text{ Mev}$$

ان الحسابات الاكثر دقة باستخدام الكتل الحقيقية تعطي القيم في الجدول 4 ـ 5 وبملاحظة ان جسيمات الانتي نيوترنيو لا تنتج طاقة مفيدة فاننا نجد ان 3.2×10^{10} انشطار لكل ثانية تولد 1 واط من القدرة .



الشكل 31 ـ 5 منحنيات كتل نواتج انشطار نوى U^{233}, و U^{235}, و Pu^{239} بواسطة النيوترونات البطيئة .

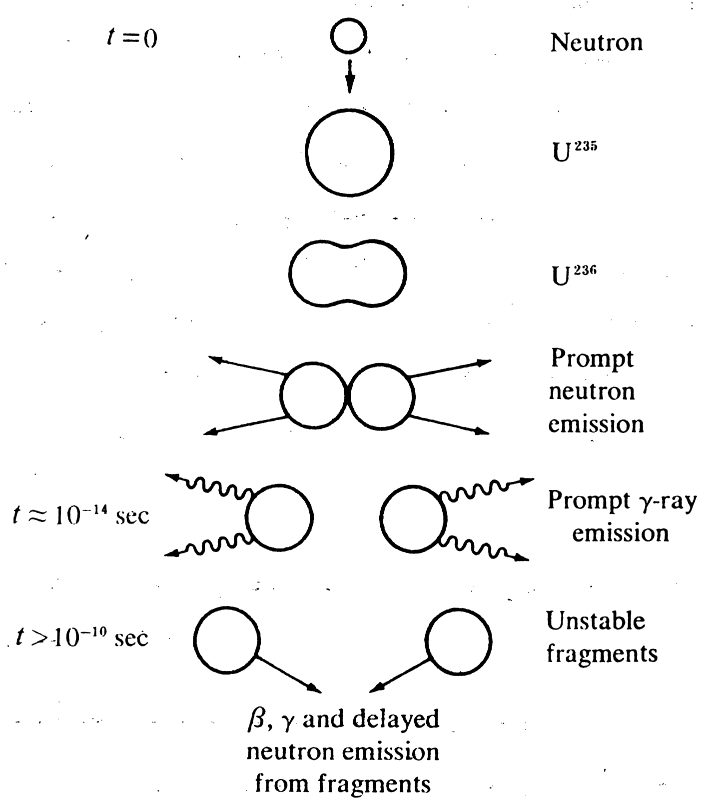
الجدول 4 ـ 5 معدل الطاقات المتحررة في انشطار نواة U^{235}†

Kinetic energy of fission fragments ($A \approx 95$ and 140)	165 ± 5 Mev
Kinetic energy of prompt and delayed neutrons (2-3 neutrons)	5
Prompt gamma rays (≈ 5 gamma rays)	6 ± 1
Beta rays (≈ 7 beta rays)	8 ± 1.5
Antineutrinos	12 ± 2.5
Radioactive gamma rays	6 ± 1
Total energy release Q(overall)	204 ± 7 Mev

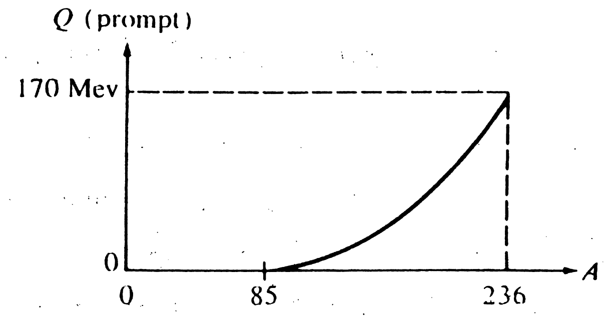
† By permission from Segrè, 1964, chap. 11, sec. 11.

7b ـ 5 تفاصيل عملية الانشطار Details of the fission process

ان تطوير النظرية الاصلية للانشطار قد قام به كل من بوهر وويلر (1939) Bohr and Wheeler على اساس نموذج قطرة السائل . ان العملية تعتبر الآن بانها تتم بالطريقة المبينة في الشكل 32 ـ 5 . ان ارتباط النيوترون المقتنص يؤدي بالنواة الى اهتزازات شديدة تؤدي الى تحطيمها . وهذا يؤدي الى تحرير النيوترونات الركنية كما تتكون بعض شظايا الانشطار وهي في حالات متهيجة والتي تنحل بانبعاث اشعة كاما ذات اعمار نموذجية تتراوح ما بين 10^{-15} و 10^{-13} ثانية وبعد ذلك فان اكثر شظايا الانشطار تمر بانحلال بيتا السالب لتصل بالقرب من خط الاستقرار .



الشكل 32 ـ 5 التطور التخطيطي لعملية الانشطار . ان الفترات الزمنية المبينة تبين المراتب التقريبية فقط .



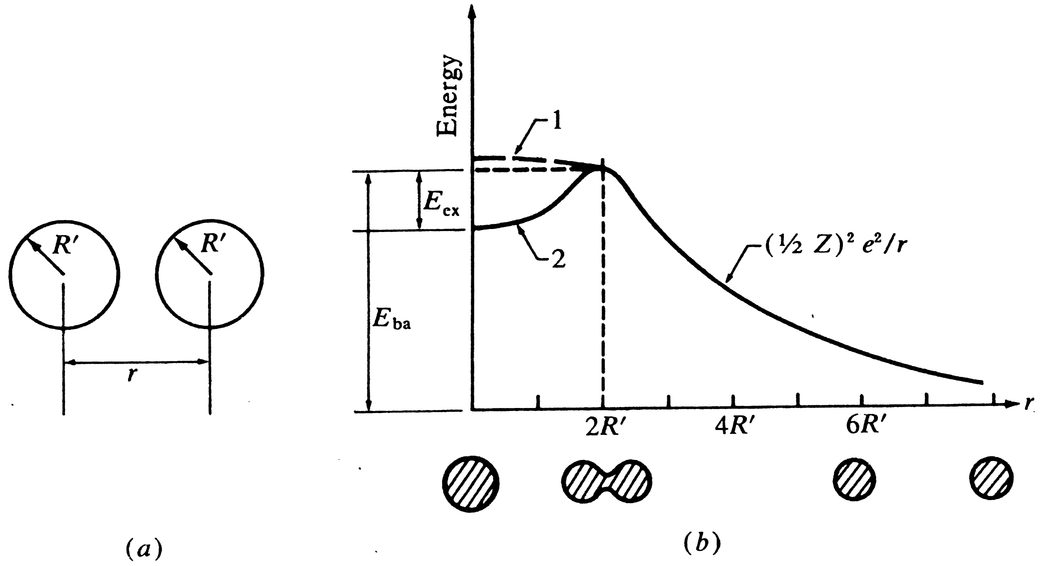
الشكل 33 ـ 5 حساب الطاقة الركنية المتحررة في الانشطار المتناظر

واذا قمنا بحساب الطاقة المتحررة (91 ـ 5) عندما تتحول النواة (A,Z) الى نواتين كل منهما $(\frac{1}{2}A,\frac{1}{2}Z)$ وهذا ما يسمى الانشطار المتناظر ونجد من المعادلة شبه العملية للكتلة ان Q(prompt) ستكون موجبة للنوى التي تكون فيها $A > 85$ (الشكل 33 ـ 5) ولكن مع ذلك فالنوى الخفيفة كهذه لا تنشطر آنياً ولذلك فاننا يجب ان نستنتج ان هناك حاجزاً للانشطار *fission barrier* واحسن طريقة لتوضيح ذلك هي بواسطة عكس عملية الانشطار فلو فرضنا ان نواتين كرويتين كل منهما $(\frac{1}{2}A,\frac{1}{2}Z)$ قد تم تقريبهما الواحدة نحو الاخرى كما في الشكل 34a ـ 5 فان الطاقة الكامنة بينهما تساوي $(\frac{1}{2}Z)^2e^2/r$, حيث r هي المسافة بين مركزيهما وعندما تتلامس الكرتان فان القوى النووية تبداء بالتأثير وبذلك تتلاحم الكرتان وينتج عن هذه الحالة وضعان وهما : ـ

1 ـ الطاقة الكامنة سوف لا تقل مطلقاً عندما تبدأ المجموعة باخذ الشكل الذي يمثل اقل تشويه اي الشكل الكروي .

2 ـ الطاقة الكامنة تقل عندما تأخذ المجموعة الشكل الكروي

و بالعكس فاذا بدأنا بنواة كروية فان الحالة 1 تؤدي الى الانشطار الاني في حين تعطي الحالة 2 انشطاراً في حالة تجهيز مقدار معين من طاقة التهيج والتي يرمز لها بالرمز E_{ex} في الشكل 34b ـ 5 . ان الطاقة المتحررة Q(prompt) تساوي تقريباً ارتفاع الحاجز E_{ba} تقريباً . وشكل النواة المنشطرة حسب نظرية بوهر دويلر يكون اول الامر بيضوياً . وهذا يقودنا الى امكانية حساب شكل منحني الجهد في الشكل 34b ـ 5 قرب $r = 0$ وهذا يدل على ان الحالة 1 يمكن



الشكل 34 ـ 5 حاجز الانشطار *(a)* شظايا الانشطار المتناظر *(b)* رسم الطاقة الكامنة . ان الشكل التقريبي للمجموعة مبين تحت الرسم وفي الحالة 1 تنحل النواة بواسطة الانشطار الآني اما في الحالة 2 فهنالك حاجة الى كمية من الطاقة E_{ex} لتحفيز الانشطار

الحصول عليها فقط عندما تكون $Z > 115$. ان النوى المعروفة اذن لا يمكن لها ان تنشطر آنياً .

ان طاقة التهيج في نواة كنواة U^{235} هي في حدود E_{ex} (5-6 Mev) وهذه يمكن تجهيزها بواسطة طاقة ارتباط النيوترون المقتنص $(\approx 7$ Mev$)$ والانشطار في هذه الحالة يحدث بواسطة النيوترونات البطيئة . اما في حالة U^{238} فان الطاقة المكتسبة من النيوترون البطيء هي في حدود 5 Mev وهذا المقدار اقل من E_{ex} ولهذا فان هذه النواة يمكن ان تنشطر اذا قذفت بنوترونات سريعة فقط . ان الفرق في طاقات ارتباط النيوترونات ناتج عن تأثير حد الازدواج δ في المعادلة (127 ـ 2) ولهذا فان اكثر النوى القابلة للانشطار والتي تكون زوجية ـ زوجية يكون لها عتبة انشطار اما اكثر النوى التي فيها A فردية فان الانشطار يمكن ان يتم بواسطة النيوترونات الحرارية .

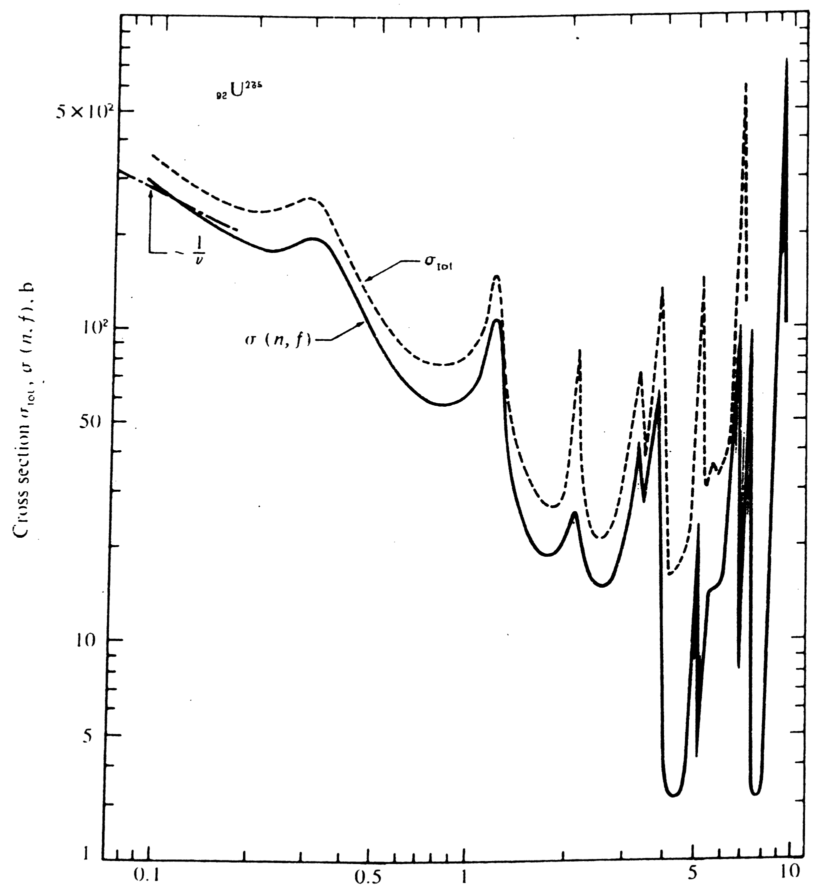
7c ـ 5 مساحة مقطع الانشطار Fission Cross section

نظراً لان عملية الانشطار تتم من خلال تكوين النواة المركبة فان مساحة مقطع الانشطار ينتظر ان يتبع العلاقة (64 ـ 5) وعلى اعتبار ان $\Gamma_a = \Gamma_n$ و

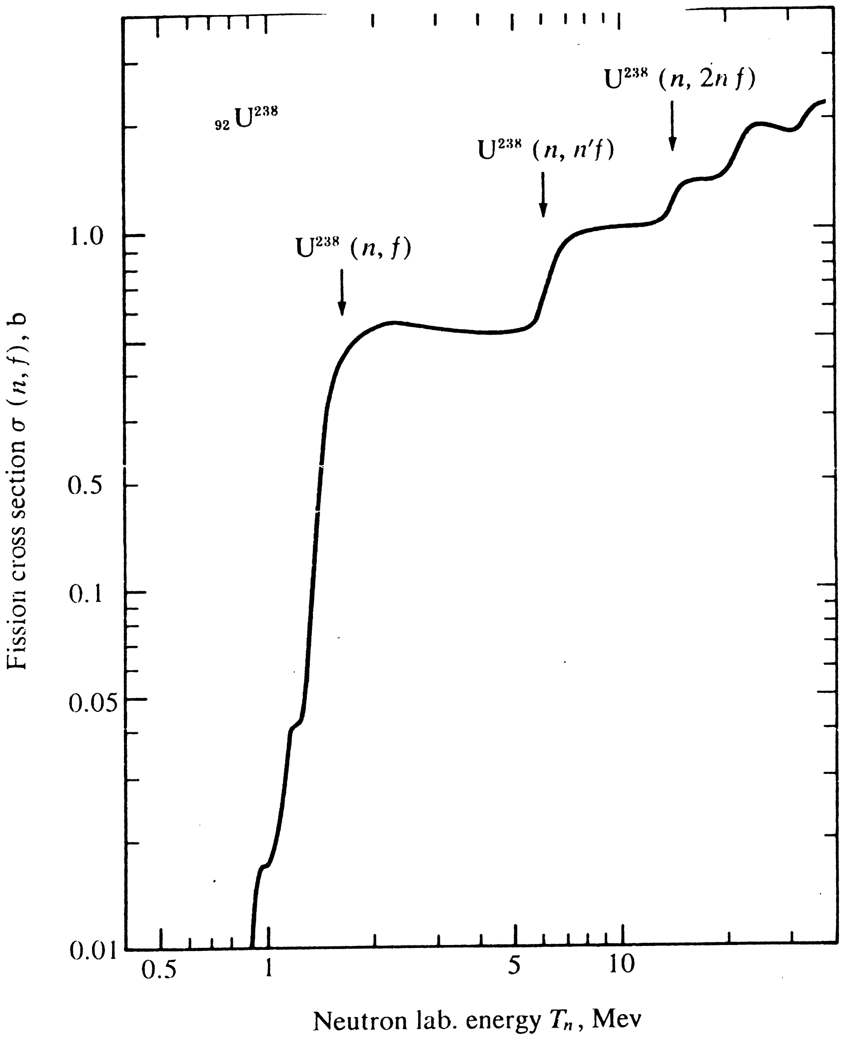
$\Gamma_b = \Gamma_f$ حيث تسمى Γ_f بسمك الانشطار . ان هذه الكمية تتناسب مع احتمال انحلال مستو معين في النواة المركبة بطريقة الانشطار .

ان مساحة مقطع الانشطار لنواة U^{235} مبينة في الشكل 35 ـ 5 . ان الجزء الخاص بالنيوترونات الحرارية في هذا الرسم يتبع العلاقة $1/v$ (المعادلة (74 ـ 5) اما عند الطاقة الاعلى فان حالات الرنين في النواة المركبة تبدأ بالحدوث . ان مساحة المقطع الرئيسة الاخرى التي تشترك في مساحة المقطع الكلية لنواة U^{235} هي تلك الناتجة عن التفاعل الاقتناصي $[U^{235}(n,\gamma)U^{236}]$ ان مساحة مقطع الاستطارة المرنة عند طاقات في حدود ev هي تقريباً 10 b والذي هو قريب جداً من القيمة $4\pi R^2$ المتوقعة في المعادلة (65 ـ 5) . ان الثوابت التجريبية لاوطأ حالات الرنين المبينة في الشكل (65 ـ 5) هي : ـ

$$T_0^* = 0.29 \text{ ev} \qquad \Gamma_\gamma = 0.035 \text{ ev}$$
$$J = 3^- \text{ or } 4^- \qquad \Gamma_n \approx 3 \times 10^{-6} \text{ ev}$$
$$\Gamma_f = 0.10 \text{ ev}$$



الشكل 35 ـ 5 مساحة مقطع الانشطار بواسطة النيوترونات البطيئة $\sigma(n,f)$ لنواة U^{235} وللمقارنة فقد تم ر- مساحة المقطع الكلية σ_{tot} لنواة U^{235}. والفرق بين الاثنين يعود بالدرجة الرئيسة الى $\sigma(n,\gamma)$.



الشكل 36 ـ 5 مساحة مقطع الانشطار بواسطة النيوترونات السريعة لنواة U^{238} . ان طاقات العتبة للعمليات المختلفة مبينة ايضاً .

ان تصرف طاقات العتبة في عملية انشطار U^{238} (الشكل 36 ـ 5) يحدد بالدرجة الرئيسة بمعامل الاختراق الذي يكون مشابهاً جداً للمعادلتين (86 ـ 4) و (94 ـ 4) . ان التدرجات الظاهرة عند الطاقات العالية ناتجة عن العمليات الثانوية ولكن اوطأ طاقة عتبة ناتجة طبعاً عن التفاعل : ـ

$$U^{238} + n \rightarrow U^{239*} \rightarrow \text{fission} \qquad (5 - 93)$$

اما العملية الثانية التي تحدث عندما يصبح للنيوترونات طاقة عالية كافية لتجهيز طاقة الانشطار لنواة U^{238} بواسطة الاستطارة غير المرنة فهي :

$$U^{238}(n,n')U^{238*} \rightarrow \text{fission} \qquad (5-94)$$

ان عملية اخرى يمكن ان تبدأ عندما يتم توليد نواة U^{238} ذات طاقة تهيج كافية للانشطار وهي : ـ

$$U^{238}(n,2n)U^{237*} \rightarrow \text{fission} \qquad (5-95)$$

وهكذا :

ان الدراسات التفصيلية لاوطأ تفاعل قد اظهرت تدرجات دقيقة في مساحة مقطع انشطار U^{238} (اثنان منها مبينتان في الشكل 36 ـ 5) . وهذه التدرجات قد ادت الى وصف كامل اكثر لعملية الانشطار من الذي مر ذكره .

اسئلة

5 ـ 1 باستخدام الرموز المستعملة في البند 2 ـ 5 اثبت انه اذا كانت Θ هي زاوية انبعاث الجسيم b, في مركز الثقل و θ هي زاوية الانبعاث في المختبر فان 1 ـ 5 اثبت أن : ـ

$$\cot\theta = \frac{(v_0/V_b) + \cos\Theta}{\sin\Theta}$$

$$\sin(\Theta - \theta) = \frac{v_0}{V_b}\sin\theta$$

5 ـ 2 اثبت ان المعادلتين (14 ـ 5) و (15 ـ 5) متكافئتان .

5 ـ 3 اثبت ان طاقة الجسيم b في مركز الثقل في التفاعل $X(a,b)Y$ تساوي

$$(M_Y/M)[Q + (1 - M_a/M)T_a]$$

حيث $M = M_b + M_Y \approx M_a + M_X$

$T_a =$ طاقة الجسيم a الحركية في المختبر

$Q =$ قيمة Q للتفاعل .

5 ـ 4 (أ) احسب طاقة العتبة للتفاعل $C^{12} + \gamma \rightarrow 3\,He^4$ باستخدام الملحق

(ب) في هذا التفاعل اذا كان اثنان من جسيمات الفا يخرجان في الاتجاه نفسه وبنفس الطاقات الحركية ما هي نسبة الطاقة الحركية التي يأخذها الجسيم الثالث .

5 ـ 5 (أ) احسب قيمة Q للتفاعلات $H^3 + H^2 \rightarrow He^4 + n$ $H^2 + H^2 \rightarrow He^3 + n$

(ب) افترض ان هناك معجل كهروستاتيكي يقوم بتعجيل اي جسيم ذي شحنة e الى طاقة 4 Mev ما هي اقصى طاقة للنيوترونات يمكن انتاجها بواسطة هذا المفاعل باستخدام اي من التفاعلين السابقين (ان كتلة H^3 هي 3.016050 u وللكتل الباقية فبامكانك استخدام الملحق C) ؟

5 ـ 6 (أ) من المطلوب الحصول على نيوترونات ذات طاقة 2 Mev وذلك بواسطة قصف التريتيوم بالبروتونات فما هي طاقة البروتونات اللازمة لذلك (ان طاقة العتبة للتفاعل $H^3(p,n)He^3$ هي 1.019 Mev) (ب) تحت الشروط في الفرع (أ) ما هي اوطأ طاقة للنيوترونات المنبعثة (c) في اي الاتجاهات سوف تنبعث النيوترونات في الفرع (أ) و (ب) (جاوب على هذا الفرع لنفسك قبل البدء بحل (أ) و (ب))

5 – 7 ان طاقة العتبة للتفاعل $H^3(p,n)He^3$ هي 1.019 Mev (أ) اذا قصف H^3 ببروتونات ذات طاقة 1.100 Mev فما هي طاقة النيوترونات المنبعثة في الاتجاه 0° (الاتجاه الامامي)؟ (b) اذا تم قصف H^3 ببروتونات ذات طاقة 1.019 Mev فما هي طاقة واتجاه النيوترونات الناتجة ؟

5 – 8 إن التفاعل $Li^7(p,n)Be^7$ يستخدم بكثرة لانتاج النيوترونات احادية الطاقة فاذا كانت $Q = -1.64$ Mev (أ) ما هي اقصى طاقة للنيوترونات التي يمكن انتاجها باستخدام معجل للبروتونات ذات طاقة 3 Mev ؟ (b) اذا استخدمت بروتونات ذات طاقة 3 Mev فما هي الزاوية بالنسبة لاتجاه حزمة البروتونات التي تنبعث عندها نيوترونات ذات طاقة Mev

5 – 9 ان التفاعل في السؤال 8 – 5 له مساحة مقطع تفاصيله تساوي 50 mb/sr عند 0° ولطاقة قصف مقدارها 3 Mev . فاذا كان السمك المؤثر لهدف الليثيوم بالنسبة للبروتونات ذات طاقة 3 Mev هو 50 kev فما هو عدد النيوترونات لكل ثانية لكل وحدة زاوية صلبة المنبعثة في اتجاه الحزمة المكونة من 1 مايكرو امبير . ان فقدان الطاقة من الليثيوم للبروتونات ذات طاقة 3 Mev هو 100 kev-cm²/mg ؟

5 – 10 خلية معدنية على شكل متوازي المستطيلات ذات ابعاد 1 cm × ½ cm × ½ لها نافذة رقيقة على احدى الجهات المربعة ½-cm × ½ وتحتوي الخلية على غاز التريتيوم النقي تحت الظروف القياسية . فاذا تم دخول حزمة مقدارها 1 مايكرامبير من البروتونات ذات طاقة 3 Mev خلال النافذة احسب عدد النيوترونات الناتجة في الثانية الواحدة مع العلم ان مساحة مقطع التريتيوم بالنسبة للبروتونات ذات طاقة 3 Mev هي 0.50 barn (اهمل اي تأثير لفقدان طاقة البروتونات خلال النافذة والغاز واعتبر التريتيوم هو غاز

5 – 11 ان لنواة N^{14} حالات تهيج عند 2.31 و 3.95 Mev فاذا تم قصف N^{14} الغاز بنيوترونات ذات طاقة 5 Mev فما هي طاقة النيوترونات الناتجة عند زاوية مقدارها 90° بالنسبة لاتجاه الحزمة الساقطة ؟

5 – 12 ان للتفاعل $S^{32}(n,\alpha)Si^{29}$ حالة رنين عند طاقة نيوترونات تبلغ 2.8 في المختبر (راجع الشكل 22a – 5) (أ) هل تمثل هذه الحالة حالة خيالية غير مستقرة في النواة الهدف ام في النواة المركبة (ب) ما هي طاقة هذه الحالة بالنسبة الى الحالة الارضية (استخدم الملحق C) .

5 – 13 (أ) احسب اقرب مسافة كلاسيكية في التصادم المباشر لعملية الاستطارة في الشكل 28 – 5 (ب) هل هذه المسافة اكبر ام اقل من نصف قطر نواة Fe^{58} ؟ (جـ) احسب مساحة مقطع استطارة رذرفورد عند زوايا مركز الثقل 10° و 70°

5 – 14 ان التفاعل $C^{13}(d,p)C^{14}$ $Q = 16.16$ Mev له رنين عند طاقة ديوترونات في المختبر هي 2.45 Mev هل يمكنك ان تتوقع فيما اذا كان للتفاعل $B^{11}(\alpha,n)N^{14}$ $Q = 10.99$ Mev رنين ايضاً ام لا وعند اي طاقة بجسيمات الفا في المختبر يكون هذا ؟

5 – 15 (أ) ان تأثير تفاعل (d,p) هو اضافة نيوترون واحد الى النواة الهدف اثبت ان طاقة ارتباط النيوترون الاخير في النواة الناتجة يساوي مجموع قيمة Q لتفاعل (d,p) مع طاقة ارتباط الديوترون (ب) ان قيم Q لتفاعلات $Pb^{207}(d,p)Pb^{208}$ و $Pb^{208}(d,p)Pb^{209}$ هي 5.14 و 1.64 Mev على التوالي ما هي طاقات الارتباط للنيوترون الاخير في كل من Pb^{208} و Pb^{209} ؟ (جـ) هل يمكنك تفسير الفرق في طاقات الارتباط على اساس احد النماذج النووية ؟

5 – 16 ان احدى حالات C^{12} ذات طاقة تهيج 17.2 Mev يمكنها ان تنحل بانبعاث بروتون او جسيم الفا . السمك الكلي لهذه الحالة هو 1.16 Mev فاذا كان للتفاعل $B^{11}(p,\alpha)Be^8$ مساحة مقطع عظمى مقدارها 0.16 عند طاقة مختبر للبروتون مقدارها 1.4 Mev والتي تقابل طاقة التهيج 17.2 لحالة C^{12} وباهمال تأثيرات البرم هل يمكنك ان تعطي فكرة عن السمك الجزئي . Γ_α و Γ_n باستخدام هذه المعلومات ؟

5 – 17 ان للتفاعل $U^{235}(n,\gamma)U^{236}$ رنيناً عند طاقة $T_0^* = 0.29$ ev (راجع الشكل 35 – 5 كما ان المعلومات التي تحتاجها موجودة في البند c 7 – 5 (أ) احسب نسبة $\sigma(n,n)/\sigma(n,\gamma)$ عند الرنين (ب) احسب مقدار $\sigma(n,\gamma)$ عند الرنين (جـ) احسب السمك المختزل للنيوترون عند الرنين (د) احسب عمر هذا المستوي .

5 – 18 اثبت ان شكل منحني مساحة مقطع تفاعل $Co^{59}(p,n)$ قرب العتبة يتبع المعادلة (76 – 5) . ان مساحة المقطع مبينة في الشكل 23 – 5 مع العلم ان طاقة العتبة للتفاعل هي 1.89 Mev .

5 ـ 19 (أ) احسب المقدار $\int_0^\infty \sigma(a,b)\,dT_0$ للمعادلة (64 ـ 5) على اعتبار ان كل قيم السمك ثابتة ان هذا يعرف بانه تكامل الرنين وله تطبيقات في نظرية التفاعلات النووية (ب) احسب تكامل الرنين في حالة رنين (n,γ) لنواة U^{235} المذكور في البند c 7 ـ 5 ولاجل السهولة اعتبر قيمة السمك ثابتة على الرغم من ان هذه الفرضية ليست جيدة هنا .

5 ـ 20 حلل الشكل 28 ـ 5 على اساس المعادلة (89 ـ 5) (أ) هل تتحقق العلاقة بين Θ و n (ب) ما هي قيمة λ التي تحصل عليها وهل تبدو معقولة (ان عليك ان لا تتوقع اكثر من اتفاق كمي وذلك لان المعادلة (89 ـ 5) مبسطة جداً) .

5 ـ 21 ان شظتي انشطار $(U^{235} + n)$ لها الاعداد الكتلية والطاقات الحركية الكلية المبينة في الجدول 4 ـ 5 ما هي الطاقة الحركية لكل منهما ؟ هل هذا الجواب هو دقيق وان لم يكن كذلك فلماذا ؟

5 ـ 22 احسب قيمة A التي تكون فيها Q(prompt) مساوية للصفر في حالة الانشطار المتناظر (المعادلة (91 ـ 5)) وذلك باستخدام المعادلة شبه العملية للكتلة (راجع الشكل 33 ـ 5)

5 ـ 23 افترض ان الاعداد الكتلية لشظايا انشطار U^{235} هي $A = 91$ و $A = 139$ مع عدد من النيوترونات (أ) ما هي الطاقة الكامنة بين الشظيتين عند نقطة انفصالهما (ب) واذا كانت هذه الشظايا تنحل بطريقة بيتا وكاما فقط فماذا تتوقع ان تكون النواتج المستقرة في نهاية سلسلة الانشطار ؟

5 ـ 24 حزمة من النيوترونات ذات طاقة ev 0.1 تقصف مكعباً طول ضلعه 1-cm من معدن اليورانيوم الطبيعي فاذا كانت شدة الحزمة هي 10^{12} neutrons/sec/cm^2, فما هو معدل توليد الطاقة الحرارية في المكعب نتيجة انشطار نوى U^{235} بواسطة النيوترونات البطيئة (ان التواجد الطبيعي لنوى Use هو 0.72 بالمئة) استخدم المعلومات في الشكل 35 ـ 5 والجدول 4 ـ 5 كما ان معاملات التحويل مبينة في الملحق D .

الفصل السادس

القوة النووية

NUCLEAR FORCE

1 ـ 6 مقدمة

لقد بينا في بداية هذا الكتاب ان المسألتين الاساسيتين في الفيزياء النووية هما : أولاً محاولة فهم طبيعة القوة التي تؤثر في نيوكليونين وثانياً فهم وتوضيح خواص النوى المعقدة (المكونة من عدد كبير من النيوكليونات) بدلالة القوة النووية . وعلى الرغم من ترابط هاتين المسألتين ببعضهما الا انهما مختلفتان كلياً لانه حتى اذا تمت معرفة القوة النووية بصورة كاملة فان مسألة دراسة مجموعات مكونة من عدة جسيمات تبقى معلقة في الوقت الحاضر حتى بالنسبة للفيزياء الكلاسيكية .

لقد بينا في الفصلين الثاني والخامس كيفية امكان فهم خواص النواة المعقدة بالاستعانة ببعض النماذج النووية . ان هذه النماذج تتطلب توفر الشروط التالية في القوة النووية كحد ادنى وذلك عند تطبيقها على النواة .

1 ـ ان يكون هناك جزء من القوة النووية او بالاحرى الجزء الاكبر منها ذا مدى قصير جداً وذا اتجاه مركزي يؤدي الى تكوين الجهد الكلي لنموذج القشرة .

2 ـ ان يكون هناك جزء آخر من القوة ذا مدى اقل بكثير من نصف قطر النواة يحاول جعل النواة تتخذ شكلاً كروياً ويؤدي في الوقت نفسه الى ازدواج النيوكليونات .

3 ـ جزء آخر مقارب في المدى لنصف القطر النووي يحاول تشويه شكل النواة .

4 ـ القوة الناتجة عن التأثير المتبادل بين البرم وبين الزخم الزاوي المداري والذي يسمى بتفاعل البرم والمدار spin-orbit interaction لكل نيوكليون .

5 ـ القوة الناتجة عن التأثير المتبادل بين برم النيوكليونات المختلفة والذي يسمى spin-spin interaction.

6 ـ ان تكون القوة النووية غير معتمدة على الشحنة .

7 ـ ان تتشبع هذه القوة .

ان من الممكن الحصول عن معلومات اكثر عن القوة بين نيوكليونين من خلال دراسه أبسط مجموعة مكونة من نيوكليونين وهي تركيب الديوترون والمكون من بروتون ونيوترون وكذلك من خلال دراسة التصادمات بين بروتون وبروتون وبين نيوترون وبروتون على انه ومن ناحية اخرى فان من غير الممكن دراسة التصادمات بين نيوترون ونيوترون بواسطة سيول النيوترونات المتوفرة حالياً . ان تفسير بعض النتائج العملية كتلك التي توجد في الملحق A, من هذا الكتاب يؤكد الخاصية (1) للقوة النووية حول كونها ذات مدى قصير جداً . وهذا المدى هو في حدود 2 F وتؤدي هذه القوة الى توليد جهد جذب مقداره حوالي 30 Mev ولو تم تمثيل هذه القوة بالجهد الناتج عنها فان الخواص 4 و 5 و 6 تتأكد ايضاً ولكن يظهر ان عدم اعتماد القوة النووية على الشحنة هو ليس كاملاً .

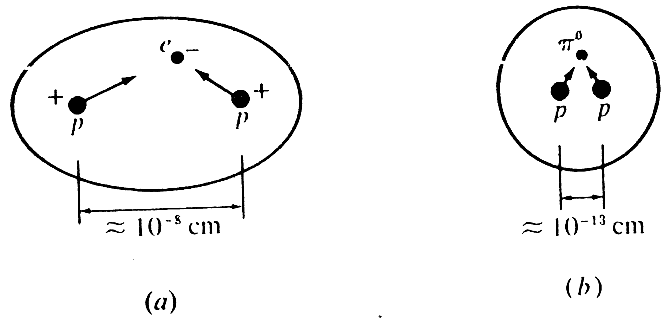
وهنالك خاصيتان آخريتان تساعدان على فهم تشبع القوة النووية (الخاصية 7 راجع البند 3b ـ 2) ويمكن ملاحظتهما من نتائج تصادم نيوكليونين . ان القوة بين نيوكليونين تصبح تنافرية جداً عند مسافة تبلغ حوالي ½ F ولهذا فمن الممكن ان نتصور ان للنيوكليونات جزءاً مركزياً صلباً . كما ان هناك قوة تؤثر في اتجاه تحويل النيوترون الى بروتون وبالعكس اثناء عملية التصادم وتسمى هذه القوة قوة التبادل (*exchange force*) والتي سنأتي على شرحها بعد قليل . ان هذه القوة اكبر بكثير من القوى التي تعمل اثناء انحلال بيتا والذي هو ايضاً عبارة عن تحويل نيوترون الى بروتون وبالعكس ولهذا فان القوة الاولى تختلف اختلافاً اساسياً عن الاخيرة .

2 ـ 6 نظرية الميزونات في تفسير القوى النووية

MESON THEORY OF NUCLEAR FORCES

ان النظريات الحديثة في الفيزياء تعتبر اية قوة للتجاذب بين جسيمين على

انها ناتجة عن تبادل خاصية تجاذبية ولتوضيح ذلك ولو قمنا باخذ بروتونين تفصلهما عن بعضهما مسافة تبلغ في حدود 10^{-8} cm فانهما سوف يتنافران مع بعضهما بتأثير الشحنات التي يحملانها والآن لو افترضنا وجود الكترون بالقرب منها فان كلًا من البروتونين سوف يتجاذب مع الالكترون (كما في الشكل 1a ـ 6) . ومحصلة قوى التجاذب الناتجة ستكون اكبر من قوة التنافر بين البروتونين وهذا يؤدي الى تكوين جزيئة $(H_2)^+$ المستقرة . أن الخاصية التجاذبية التي تحدثنا عنها فيما سبق هي في هذه الحالة عبارة عن الالكترون نفسه .



الشكل 1 ـ 6 ايضاح قوة التبادل بين بروتونين (a) في حالة جزيئة $(H_2)^+$ في النواة (b)

والان لو قمنا بوضع بروتون ثالث بالقرب من جزيئة $(H_2)^+$ فان المجموعة الناتجة سوف لن تكون مستقرة وهذا ناتج عن قاعدة الانفراد لپاولي حيث انه وفي اوطأ مستوي للطاقة ـ والذي هو في هذه الحالة مستوي ـ 1s ـ فان برم البروتونين الاصليين يجب ان يكون متعاكساً ولهذا فانه لا يمكن وضع بروتون اخر في المستوي نفسه حسب قاعدة پاولي . واذا تم وضع البروتون الثالث في مستوٍ اعلى للطاقة فان المسافة بين البروتونات ستكون اكبر (قارن مع الشكل 24 ـ 2) وبهذا تصبح القوة الناتجة عن التبادل اقل بكثير مما كانت عليه ولهذا فمن الممكن القول ان قوة التبادل قد وصلت الى حد الاشباع ان تفسير تشبع القوة النووية بدلالة قوة التبادل قد وضع من قبل هايزنبرك (1932) الا ان فكرة وجود القلب المركزي الصلب لا زالت معمولاً بها على اساس انها سبب مهم لتشبع القوة النووية ..

لقد كان العالم يوكاوا (1935) Yukawa اول من اقترح وجود جسيم ذي كتلة عالية نسبياً سمي بعد ذلك بميزون باي π meson ويسمى احياناً بالپايون *pion* يتم تبادله بين النيوكليونات داخل النواة (الشكل 1b ـ 6) وذلك لاجل

تفسير التجاذب ذي المدى القصير جداً . وعلى الرغم من ان يوكاوا افترض اول الامر وجود ميزونات مشحونة فقط هي التي يتم تبادلها الا انه تم بعد ذلك اضافة ميزونات متعادلة الى هذه النظرية ولقد اثبت التجارب العملية وجود جسيمات π^+, و π^0, و π^- في الطبيعة بكل تأكيد .

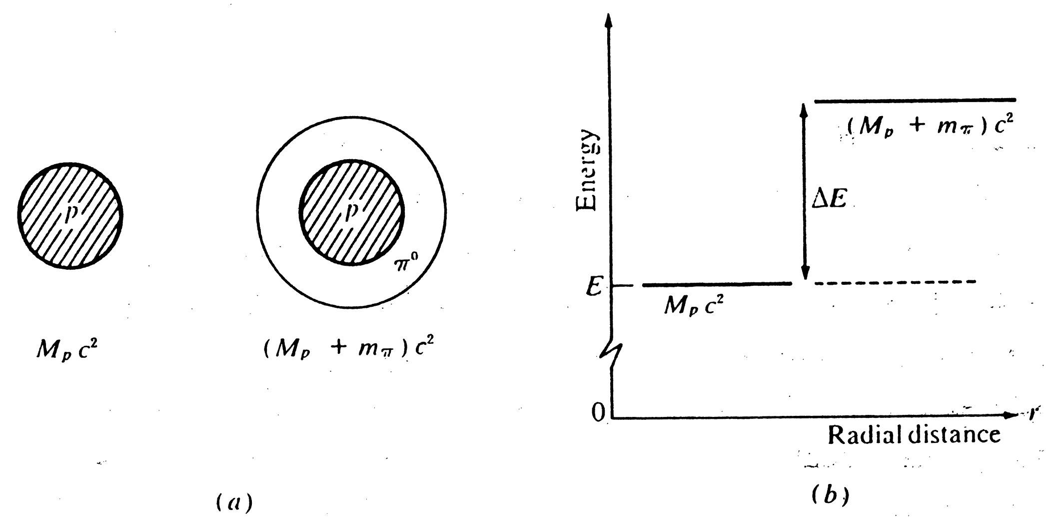
ان اثبات وجود علاقة مباشرة بين مدى القوة وبين كتلة الجسيم المتبادل يتم عن طريق افتراض الصورة التالية لعملية التبادل بين بروتونين في الشكل (6 _ 1b) فلو تصورنا ان جسيم π^0 يتواجد حول البروتونات في حالة خيالية ولو فرضنا ان كتلة البروتون هي M_p وانه بين فترة واخرى ينفصل هذا الميزون عن البروتون ليكون جسيماً حقيقياً فان الكتلة الكلية ستكون $M_p + m_\pi$ على اعتبار ان m_π هي كتلة الميزون π^0 (الشكل 6 _ 2a) وبتطبيق قاعدة اللا تعين (4 _ 32) فان هذا التحلل الوقتي يمكن ان يحدث على شرط ان لا يستمر لفترة زمنية تزيد عن t بحيث ان : _

$$t \approx \Delta E/\hbar \qquad (6\text{-}1)$$

ومن الشكل b 2 _ 6 نحصل على

$$\Delta E = (M_p + m_\pi)c^2 - M_p c^2 \qquad (6\text{-}2)$$

$$= m_\pi c^2$$



الشكل 2 _ 6 تحلل البروتون الى بروتون وجسيم π^0 a شكل توضيحي b رسم الطاقة

ان هذا يعطينا تقريباً لمدى القوة الناتجة عن تبادل البايون ويمكن استخلاص النتيجة نفسها باعتبار ان دالة موجة π^0 في المنطقة البعيدة عن البروتون يمكن الحصول عليها من معادلة شريدنكز (47 _ 2) باعتبار ان $l = 0$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_\pi}\frac{d^2u}{dr^2} = (E - V)u$$

$$= -\Delta E u \qquad (6 - 5)$$

والتي حلها هو : _ (6-6)

$$u \to ae^{\kappa r} + be^{-\kappa r}$$

حيث

$$\kappa = \frac{(2m_\pi \Delta E)^{\frac{1}{2}}}{\hbar} \qquad (6\text{-}7)$$

وبالتشابه الكامل مع المعادلة في الاتجاه الواحد (99 _ 2) و (100 _ 2) وبما ان الحالة هي حالة ارتباط فان $u(r \to \infty) = 0$ اي ان $a = 0$ (راجع المعادلة (42 _ 2)) ولهذا _ وعلى مسافة كبيرة بعيداً عن البروتون _ فان دالة موجة π^0 (المعادلة (48 _ 2) هي : _

$$\psi \approx \frac{b}{r} e^{-\kappa r} \qquad (6 - 8)$$

حيث

$$\kappa = \frac{m_\pi c}{\hbar} \qquad (6 - 9)$$

وقد تم حذف معامل مقداره 2 من المعادلة (9 _ 6) لكي تكون النتيجة مطابقة للنتائج المستخلصة باستخدام معادلة شريدنجر التي تاخذ بنظر الاعتبار التأثيرات الناتجة عن النظرية النسبية بدلاً من المعادلة (5 _ 6) ولهذا فانه يمكن القول انه لو وضع بروتون اخر بالقرب من البروتون الاصلي فان هذا البروتون سوف يتأثر بالسحاب الميزوني "π^0-meson "cloud (8 _ 6) وباستخدام فرضيات مناسبة فان قوة التفاعل بين البروتونين سوف تتناسب مع العلاقة (8 _ 6) . وهذا يسمى بجهد يوكاوا *Yukawa potential* . ان مدى هذا التأثر هو $1/\kappa$ والذي هو مطابق للمعادلة (4 _ 6) . وبالتعويض عن كتلة جسيم π $(\approx 270 m_e)$ فاننا نجد ان : _

$$\frac{1}{\kappa} \approx 1.4 \text{ F} \qquad (6 - 10)$$

ان هذه النتيجة مقاربة للنتائج العملية لقياس مدى القوة النووية .

ان الدراسات والتحليلات لتجارب تصادم نيوكليونين عند طاقات عالية .

قد اثبتت انه وعند مسافات كبيرة ($r > 2$ F) فان اعتماد مقدار التأثر على المسافة يمكن تفسيره بصورة كافية بالمعادلة (8 – 6) كما انه من الممكن في الوقت نفسه تفسير ظاهرة عدم اعتماد القوة النووية على الشحنة باعتبار ان جسيمات π^+ و π^0 و π^- يمكن تبادلها بين النيوكليونات اي انه وضمن كل نيوكليون فان من الممكن حدوث التحللات التالية بين فترة واخرى (قارن مع الشكل 2a – 6) .

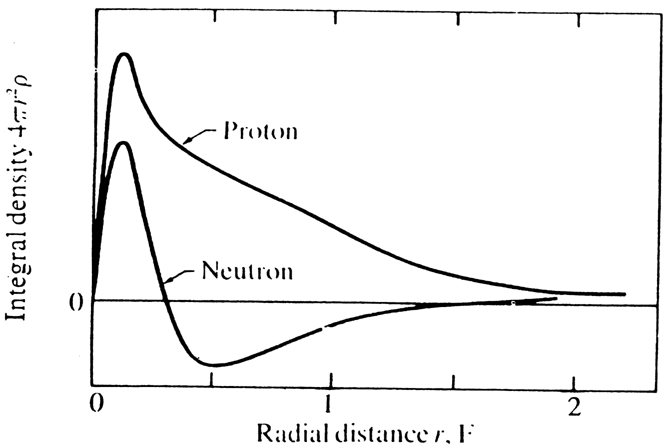
$$p \to p + \pi^0 \qquad p \to n + \pi^+$$
$$n \to n + \pi^0 \qquad n \to p + \pi^- \qquad (6-11)$$

وهذا النوع من التحللات يفسر ايضاً عملية تبادل الشحنات في التصادمات النووية عند الطاقات العالية بين بروتون ونيوترون حيث يتم انتقال جسيم π مشحوناً من احدهما الى الاخر .

لقد اصبح الان من الممكن دراسة السحابة المشحونة حول النواة بواسطة تصادم الكترونات ذات طاقة عالية معها كما اظهرت نتائج كل من هوفرستادتر وليتير واخرين (Hofstadter et al., 1960; Littauer et al., 1961)

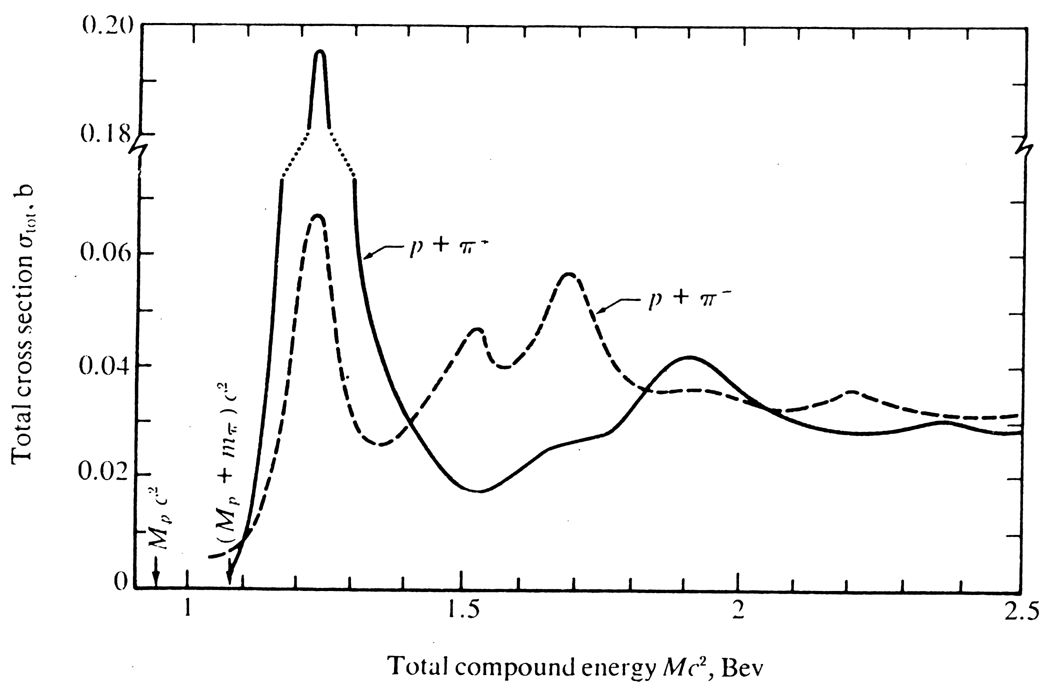
ان الصورة التي تتضمنها المعادلات (11 – 6) تبدو الآن صحيحة حيث ان الشحنة الخارجية للبروتون هي موجبة وللنيوترون سالبة بالدرجة الرئيسة (الشكل 3 – 6)

ولاسباب يأخذنا شرحها بعيداً عن هذا المجال فان التأثير المتبادل بين البرم والزخم الزاوي لا يمكن ان يكون سببه العمليات (11 – 6) . كذلك فان المدى القصير جداً للقوة النووية ($r \sim 2$ F) يجب ان يتأثر بتبادل ميزونات اخرى او بتعدد الميزونات التي يتم تبادلها ويمكن القول اعتماداً على الاسباب نفسها التي أدت الى المعادلة (4 – 6) ان تبادل n من البايونات سوف يؤدي الى تقليل مدى القوة النووية بنسبة $1/n$ تقريباً وقد اظهرت التجارب العملية ان التحلل الى ميزونين او اكثر هو ممكن وقد تبين كذلك ان هذا النوع من التحلل قد يكون ذا دور مهم في تحديد القوة النووية عند مسافات تقل عن 2 F .

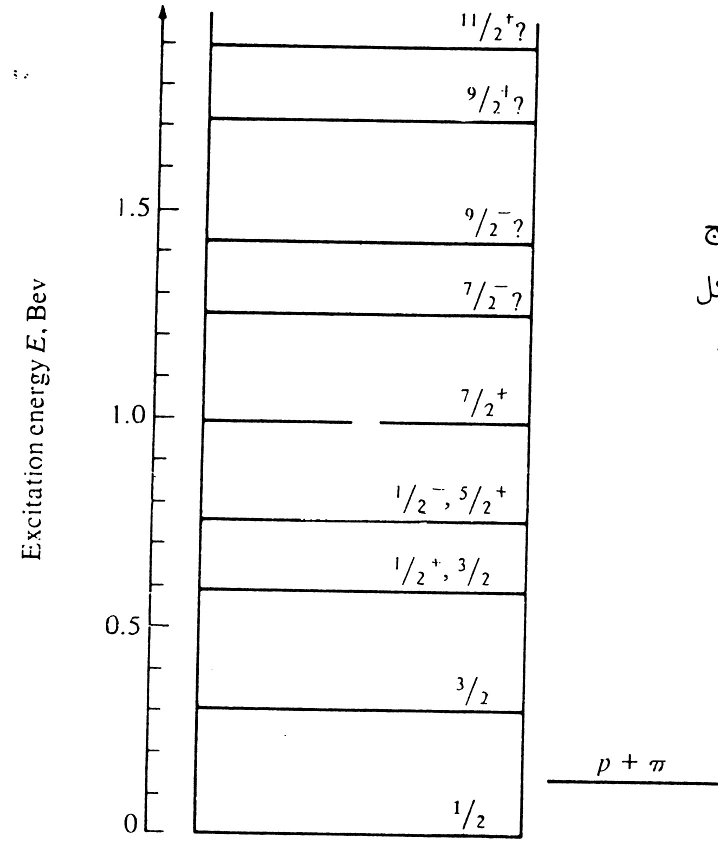


الشكل 3 – 6 التوزيع المركزي للشحنة من البروتون والنيوترون مرسوماً بدلالة المسافة مقاسة من المركز . ان ρ تمثل كثافة الشحنة وتمثل $4\pi r^2 \rho$ الشحنة الكلية بين $r + dr$

ان العمليات (11 – 6) تدل على ان بالامكان ان يكون لكل من البروتون والنيوترون تركيب معقد ولهذا فان من المتوقع وجود حالات تهيج للمجموعات المكونة من نيوكليون وميزون . ان الشكل 4 – 6 يظهر ان مساحة مقطع تفاعل ميزون مع بروتون يحتوي على قمم تمثل حالات رنين . ان مراجعة للفصل الخامس توضح لنا بان هذه القمم تعكس وجود حالات تهيج للمجموعة المركبة ولهذا فان من الممكن القول بان للنيوكليون حالات متهيجة بكل تاكيد . ان الشكل 5 – 6 يوضح التوزيع التقريبي للبرم والتناظر لتلك الحالات .



الشكل 4 – 6 مساحة المقطع الكلية للبروتون – بايون بدلالة الطاقة الكلية للمجموعة المركبة



الشكل 5 ـ 6 حالات تهيج النيوكليون مأخوذة عن الشكل 4 ـ 6 وعن تجارب اخرى .

ان التوسع في هذا الموضوع هو خارج نطاق هذا الكتاب ولكنه يدعونا الى التفكير فيما اذا كانت كل المجموعات الفيزياوية هي معقدة . ومع مرور الزمن ومع تقدم طرق البحث التجريبية وصقلها فان البحث عن مجموعات اساسية قد يؤدي بنا الى اكتشاف مجموعات اكثر تعقيداً . لقد بدأ الانسان بمواجهة تعقيدات المجموعة الشمسية والتي تم تحديد نظامها بتصنيف حركة الكواكب السيارة ثم جاء الجدول الدوري لمندليف ليضع نظاماً للتعقيدات الكيمياوية والتي تم توضيحها بدرجة اكبر باكتشاف التركيب الالكتروني للذرة . ان تركيب البروتون ـ نيوترون على مستوى الذرة يعطينا مجالاً آخر للتعقيد والآن فقد عرفنا ان النيوكليونات نفسها معقدة ايضاً ان هناك في الوقت الحاضر اكثر من 100 جسيم غير مستقر اخر معروف مما يحدو بنا الى ان نتسأل فيما اذا كان هذا التعقيد سوف يستمر اما اننا في النهاية سوف نصل الى جسيمات يخلق بعضها بعضاً بواسطة التفاعل المتبادل وتكون المادة الاساسية التي تبنى منها جميع الجسيمات الاخرى .

اسئلة

ان حل هذه الاسئلة يتطلب دراسة الملحق A

6 ـ 1 على افتراض ان تفاعل بروتون ـ بايون يمكن تمثيله بمنخفض الجهد الذي عرضه 1 F احسب عمق هذا البئر (راجع الشكل 2 ـ 6) .

6 ـ 2 احسب القيمة الدقيقة لجذر معدل مربع نصف قطر الديوترون (المعادلة (13 ـ A)) وذلك باستخدام دالات الموجات الخارجية والداخلية الصحيحة .

6 ـ 3 تصادمت نيوترونات ذات طاقة 10 ـ Mev مع نواة الهليوم He^4 ما هي اعلى موجة جزئية partial wave وما هو اعلى زخم زاوي يتوقع ان يتأثر بالتفاعل النووي بين النيوترون ونواة الهليوم ؟

6 ـ 4 برهن المعادلة (30 ـ A)

6 ـ 5 (a) برهن انه بالنسبة لبئر جهد مربع عمقه V_0 ومداه r_0، بان طول التصادم لنيوترون عديم البرم يمكن ان يعطى بالعلاقة .

$$K_0 \cot K_0 r_0 = \frac{1}{r_0 - a} \qquad \text{where } K_0 = (2M_0V_0)^{\frac{1}{2}}/\hbar$$

(ب) احسب قيمة a عندما تكون $V_0 = 36$ Mev, $r_0 = 2.0$ F, في حالة تصادم n-p

6 ـ 6 برهن المعادلة (57 ـ A) .

الملحق A

دراسة القوة النووية بواسطة مجموعة النيوكليونين

NUCLEAR FORCE INFORMATION FROM THE TWO-NUCLEON SYSTEM

ان طرق استخلاص المعلومات عن القوة النووية عن طريق دراسة خواص المجموعة المكونة من نيوكليونين هي طرق معقدة بعض الشيء . ولكن على الرغم من ذلك فان هذه الطرق يمكن ان تدرس الى الحد الذي يتطلب معرفة تفصيلات في ميكانيك الكم تتوافق مع ما جاء في هذا الكتاب .

ان دراسة مجموعة النيوكليونين تمكننا من تطبيق الافكار التي جاءت في الفصل الثاني والفصل الخامس على ابسط نواة معقدة وهي نواة H^2 ومن الممكن دراسة تركيب H^2 من جهة ومن جهة اخرى يمكن دراسة التفاعل النووي الذي يتضمن هذه المجموعة المركبة نفسها (استطارة النيوترون – بروتون) ومن الممكن في هذه الحالة اجراء حسابات على درجة من التفصيل وذلك لانه في حالة وجود نيوكليونين متفاعلين فقط فان الجهد العامل بين النيوكليونين والذي يؤدي الى تركيب المستويات هو الذي يحدد التفاعل النووي بطريقة بسيطة ايضاً (فكنر 1933 Wigner) . ان مقارنة مجموعة n-p مع مجموعة p-p ومجموعة n-n (والممكنة بصورة غير مباشرة فقط) تؤدي الى امكانية الحصول على معلومات عن عدم اعتماد القوة النووية على الشحنة (البند 7 – 2) .

A – 1 تركيب الديوترون STRUCTURE OF THE DEUTERON

ان طاقة ارتباط الديوترون هي 2.23 Mev وقد تم ايجادها بقياس طاقة اشعة كاما المنبعثة عن تفاعل اقتناص النيوترونات الحرارية بواسطة البروتونات .

$$n + H^1 = H^2 + \gamma$$

ان هذا التفاعل قد استعمل بصورة عكسية ايضاً وذلك باستخدام الكترونات ذات طاقة معلومة وتعريضها لتعجيل تباطيء لاجل الحصول على تحلل ضوئي للديوترون ان اية حالات متهيجة للديوترون لم تلاحظ مطلقاً . ان العديد من تفاعلات استطارة n-p قد ادت الى اكتشاف حالة خيالية (راجع الشكل 2 a – 2) عند طاقة حوالي 70 kev فوق طاقة عتبة تحطم n-p اي عند طاقة تهيج مقدارها 2.3 Mev اعلى من الحالة الارضية ولتوضيح كيفية امكانية استخلاص المعلومات من القوة النووية من خلال دراسة تركيب مستويات الديوترون فان من الضروري فرض ابسط الفرضيات الممكنة عن القوة . وهذه الفرضيات تفترض ان هذه القوة مركزية وناتجة عن جهد من النوع : –

$$V(r) = \begin{cases} -V_0 & \text{for } r < r_0 \\ 0 & \text{for } r > r_0 \end{cases} \qquad (A-1)$$

حيث r هي المسافة الفاصلة بين النيوكليونات . ان هذا يسمى بجهد البئر المربع *square well potential* وله قيمة ثابتة داخل حجم كروي نصف قطره r_0 ومع ان هذا الشكل للجهد هو مبسط جداً بالمقارنة مع طبيعة الجهد الحقيقي للقوة النووية (البند 2 – 6) فمن الممكن خساب تركيب المستويات للمجموعة المتأثرة بهذا الجهد . ان معادلة شريدنكر تستخدم في هذه الحالة مع تعويض

$$m_0 = \tfrac{1}{2}M \qquad (A-2)$$

بالنسبة للكتلة المختزلة وهذا يتفق مع التقريبات التي سنقوم باجرائها حيث ان كتلة البروتون قد اعتبرت مساوية لكتلة النيوترون وكل منهما تساوي M .

وهناك ادلة جيدة على ان الحالة الارضية للديوترون هي حالة $1s$ اي ان $l = 0$. ان اولى هذه الادلة هو انه عملياً تكون اوطأ حالات الطاقة لاي جهد هي حالة S (راجع الشكل 23 – 2 او 25 – 2 وتذكر ايضاً الحالة الارضية لذرة الهيدروجين) وثانياً فان العزم المغناطيسي للديوترون هو مساوٍ تقريباً للمجموع الجبري للعزوم المغناطيسية للبروتون والنيوترون مما يدل على ان البرم الذاتي لكل منهما هو في اتجاه الاخر وانه ليس هناك حركة مدارية للبروتون بالنسبة للنيوترون . ان هذا يتفق مع قيمة الزخم الزاوي الكلي للديوترون $I = 1$ في الحالة الارضية ان معادلة شريدنجر للحالة s اي $l = 0$ (المعادلة (53 – 2)) يمكن ان تستخدم لايجاد دالة الموجة نصف القطرية $R(r) = u(r)/r$ وبالتعويض من المعادلة (A – 2) نحصل على :

$$-\frac{\hbar^2}{M}\frac{d^2u}{dr^2} + V(r)u = Eu \qquad (A-3)$$

وكما بينا في البند 2 ـ 2 d فان هذه المعادلة مكافئة رياضياً للمعادلة في اتجاه واحد (22 ـ 2) على فيما يتعلق بالشرط الاضافي $u(0)=0$ (المعادلة (54 ـ 2)) ولو قسمنا الفضاء نصف القطري الى المناطق $r \le r_0$ حيث $r \le r_0$ V و V_0 حيث $V = 0$ فاننا يمكن ان نضع بالنسبة للحالة الارضية للديوترون $E = -B$, حيث B هي طاقة ارتباط الديوترون ونجد انه عندما تكون $r > r_0$ فان

$$u = ae^{iKr} + be^{-iKr} \quad \text{حيث} \quad K = [M(V_0 - B)]^{\frac{1}{2}}/\hbar \qquad (A-4)$$

وعندما $r > r_0$ فان

$$u = a'e^{\kappa r} + b'e^{-\kappa r} \quad . \quad \text{حيث} \quad \kappa = (MB)^{\frac{1}{2}}/\hbar \qquad (A-5)$$

ان الرجوع الى البند 2g ـ 2 يبين صحة هذه الحلول العامة رياضياً . ولاجل الالتزام بالشروط الفيزياوية فان الشروط الحدودية التالية يجب ان تتحقق

(1) $u(0) = 0$ وذلك لتكون $R(0)$ محدودة

(2) $u(r \to \infty) = 0$ وذلك لاننا نتعامل مع حالة مرتبطة المعادلة (42 ـ 2)

(3) عندما تكون $r = r_0$ فان تفاضلات الدالتين (A ـ 4) و (A ـ 5) يجب ان تلتقيا بصورة مستمرة .

ان الشرط 1 يعطي $a = -b$ وبهذا وبالنسبة الى $r \le r_0$ فان

$$u = c \sin Kr \qquad (A-6)$$

حيث c هو ثابت جديد . ان الشرط 2 يعطي $a' = 0$ وبهذا عندما $r > r_0$ فان

$$u = b'e^{-\kappa r} \qquad (A-7)$$

ان الشرط 3 بعد التخلص من c و b' يعطينا : ـ $K \cot Kr_0 = -\kappa$ او بالاستعانة بالمعادلات (A ـ 4) و (A ـ 5) فاننا نحصل على

$$\tan Kr_0 = -\frac{K}{\kappa} = -\left(\frac{V_0 - B}{B}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (A-9)$$

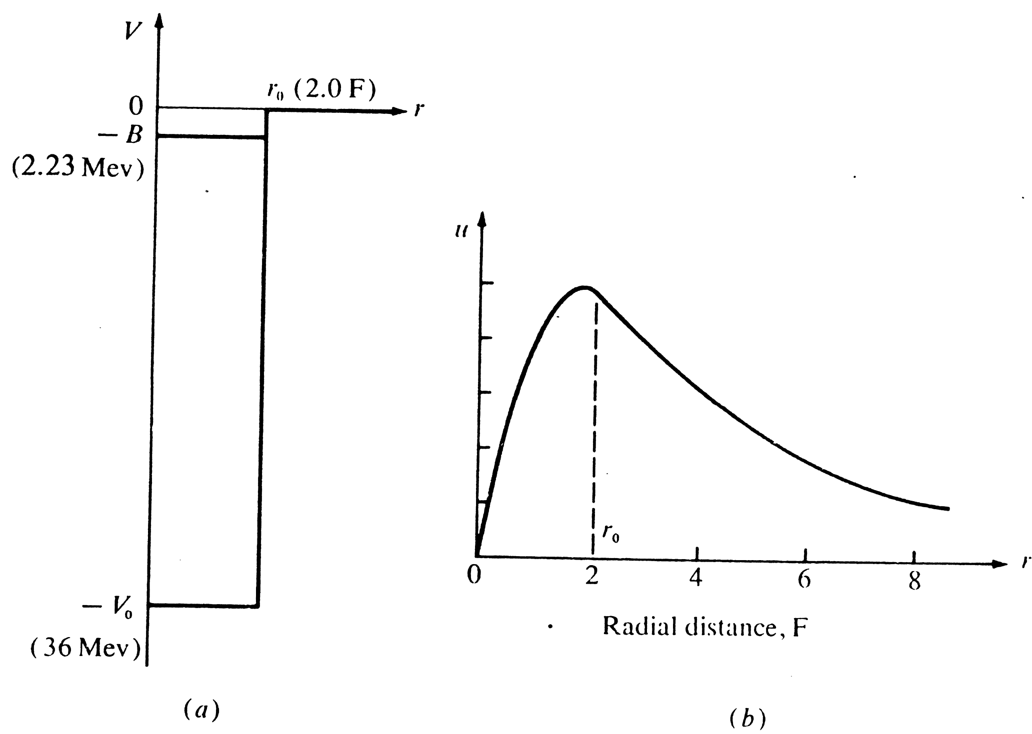
وسوف نجد لاحقا ان $V_0 \approx 36$ Mev وبهذا وعندما $B = 2.23$ Mev فان

$$Kr_0 \approx \tfrac{1}{2}\pi \qquad (A-10)$$

وباستخدام المعادلة (A ـ 4) مرة اخرى فاننا نحصل على

$$V_0 r_0^2 \approx \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \frac{\hbar^2}{M} \approx 1.0 \text{ Mev-barn} \qquad (A-11)$$

او بعبارة اخرى (ومن طاقة ارتباط الديوترون فقط) فانه لا يمكننا ايجاد كل من r_0 و V_0 بل نستطيع فقط الحصول على العلاقة مارة الذكر . ان دراسة استطارة n-p ومساحة المقطع فيها (البند 3 ـ A) تعطينا $r_0 \approx 2$F وهذا يعطي 36 Mev $V_0 \approx$ من المعادلة (A ـ 9) .



الشكل 1 ـ A بئر الجهد المربع للحالة المرتبطة للديوترون   دالة الموجة القابلة

ان دالة الموجة $u(r)$ مبينة في الشكل 1 ـ A حيث ان دالة الموجة داخل الجهد النووي تمثل تقريباً بربع موجة جيبية وبما انها يجب ان تتلاحم مع الدالة الاسية عند $r > r_0$ فان Kr_0 يجب ان يكون اكبر قليلاً من 90° . ان الهبوط البطئ نسبياً لدالة الموجة من خصائص هبوط من نوع $1/e$ مع المسافة (المعادلة (7 ـ

$$\frac{1}{\kappa} = \frac{\hbar}{(MB)^{\frac{1}{2}}} = 4.3\ \text{F}$$

A)) وهذا يعني ان النيوكليونين يقضيان جزءاً كبيراً من الوقت على بعد $r > r_0$ من بعضهما . وان هذه منطقة غير مسموح بها كلاسيكياً وذات « طاقة حركية سالبة » وقد تعرضنا لها في البند 2g ـ 2 . ولو عرفنا مربع معدل نصف قطر نواة الديوترون بالعلاقة

$$R^2_{\text{rms}} = \frac{\int_0^\infty r^2 R^2(r) r^2\,dr}{\int_0^\infty R^2(r) r^2\,dr} \qquad (A - 13)$$

وبالتعويض من المعادلة (7 ـ A) لكامل المنطقة فان ذلك يعطينا تقديراً عالياً وهو

$$R_{\text{rms}} = \frac{\hbar}{(2MB)^{\frac{1}{2}}} = 3.0\ \text{F} \qquad (A - 14)$$

وهذا يمكن مقارنته مع القيمة $2.0F$ المستحصلة بواسطة استطارة الالكترونات (البند 2b ـ 1)

ان الزخم الزاوي الكلي للحالة الخيالية في الديوترون هو صفر ويمكننا العودة الى استطارة n-p لمعرفة المزيد عن هذه الحالة وبما ان الحالة الخيالية تقع نسبياً على بعد قريب من الحالة الارضية فاننا نتوقع ايضاً ان دالة الموجة داخل الجهد النووي ستكون عبارة عن ربع موجة جيبية تقريباً وسنترك السؤال مفتوحاً في الوقت الحاضر حول ما اذا كانت قوة او مدى الجهد اللازم لوصف الحالة الخيالية او كليهما يختلفان عن جهد الحالة الارضية .

2 ـ A نظرية الاستطارة SCATTERING THEORY

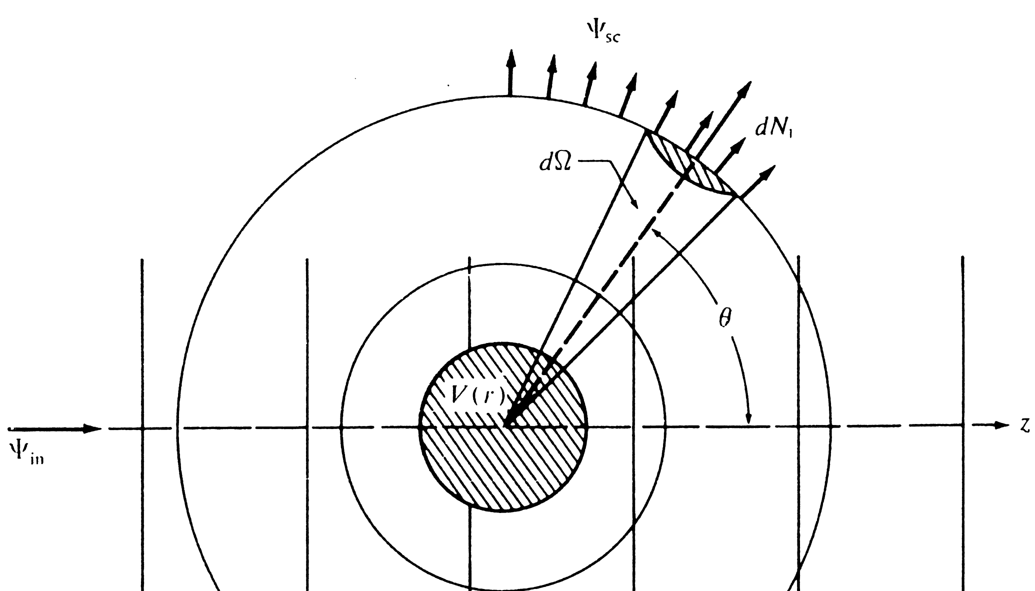
سعة الاستطارة Scattering amplitude

لغرض معرفة كيفية تأثر استطارة n-p بالجهد فاننا سوف نحتاج الى بعض تفصيلات نظرية الاستطارة في ميكانيك الكم . اننا في الحقيقة نتعامل مع عملية في الفضاء . ولكنها تشابه الوضع في اتجاه واحد من البند 2g ـ 2 حيث تعرضنا

لعملية الانعكاس (اي الاستطارة) وعملية اختراق حزمة من الجسيمات لحاجز الجهد .

والان لو اعتبرنا نواة واحدة ممثلة في الشكل 2 ـ A بالجهد V وللسهولة فاننا سنتصور ان تناظر V هو كروي وبهذا فانه يعتمد على المسافة نصف القطرية r فقط للجسيم من مركز النواة . فان هدفنا هو محاولة حساب مساحة المقطع التفاضلية $d\sigma/d\Omega$ باستخدام المعادلة (35 ـ 5) . ولهذا الغرض فاننا يجب ان نجد عدد الجسيمات المستطارة dN_1 في وحدة الزمن بواسطة نواة هدف واحدة داخل زاوية صلبة مقدارها $d\Omega$ (الشكل 9 ـ 5) ويجب ايضاً ان نحسب السيل الساقط من الجسيمات F_{in} (المعادلة (26 ـ 5)) وبعد ذلك فان : ـ

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dN_1/d\Omega}{F_{\text{in}}} \qquad (A - 15)$$



الشكل 2 ـ A مسألة الاستطارة في ميكانيك الكم . ان دالة الموجة الكلية بعيداً عن مركز جهد الاستطارة $V(r)$ تتكون من الموجة المستوية الساقطة Ψ_{in} والموجة المستطارة Ψ_{sc} ان عدد الجسيمات خلال زاوية صلدة صغيرة لكل وحدة زمن عند زاوية استطارة θ هو dN_1.

ان دالة الموجة بعيداً عن مركز الاستطارة تتكون من الجزء الساقط Ψ_{in}، والذي يمثل حزمة الجسيمات الساقطة والموجة المستطارة Ψ_{sc} والذي يمثل الجسيمات المستطارة . وكما في المعادلات (32 ـ 2) او (96 ـ 2) فان : ـ

$$\Psi_{in} = ae^{i(kz-\omega t)} \qquad (A-16)$$

حيث $k = (2m_0T_0)^{\frac{1}{2}}/\hbar$ العدد الموجي للجسيمات الساقطة في اتجاه z

m_0 = الكتلة المختزلة للجسيمات الساقطة

T_0 = الطاقة الحركية للجسيمات في مركز الثقل

ان السرعة الزاوية ω مبينة في المعادلة (29 ـ 2) ولكنها سوف لاتستخدم هنا وذلك لاننا سندرس عملية الاستطارة في الحالة المتوازنة . وسوف نتصور ان مصدراً مستمراً من الجسيمات (او بالاحرى الموجات) الساقطة وهذه الجسيمات تستطير بصورة مستمرة عن مركز الاستطارة . ان الجسيمات التي لا تتأثر بالمستطير سوف تذهب الى ما لانهاية في اتجاه الحزمة . ان سيل الجسيمات القادمة وحسب المعادلة (26 ـ 5) هو : ـ

$$F_{in} = \Psi^*_{in}\Psi_{in}v = |a|^2 v \qquad (A-17)$$

حيث v هي سرعة الجسيمات بالنسبة لمركز الاستطارة

ان الجسيمات المستطارة بعيداً عن مركز الاستطارة سوف تتحرك في اتجاه نصف قطري وبهذا فانها تمثل بموجات نصف قطرية متحركة $e^{i(kr-\omega t)}$ ولكن (كما نعلم) فان المجموع الكلي للجسيمات التي تخرج عن اي سطح كروي يحيط بمركز الاستطارة يجب ان لا يعتمد على r ولذلك فان : ـ

$$\Psi_{sc} = af(\theta)\frac{e^{i(kr-\omega t)}}{r} \qquad (A-18)$$

حيث تم وضع الثابت a للسهولة والمقدار $f(\theta)$ هو معامل السعة ولا يعتمد على r بل يجب حسابه من معادلة شريدنجر الكاملة . ان السعة $f(\theta)$ تسمى سعة الاستطارة *scattering amplitude* . ان عدد الجسيمات المستطارة dN_1 لكل وحدة زمن خلال زاوية مقدارها $d\Omega$ (راجع الشكل 2 ـ A) تساوي شدة سيل الجسيمات المستطارة $\Psi^*_{sc}\Psi_{sc}v$ مضروباً بالمساحة $r^2 d\Omega$ التي تقطعها الزاوية

$d\Omega$ على السطح الكروي

$$dN_1 = \Psi^*_{sc}\Psi_{sc} vr^2 d\Omega = |a|^2 |f(\theta)|^2 v\, d\Omega \qquad (A-19)$$

وتجب ملاحظة انه عند كتابتنا للدالة Ψ_{sc} بالشكل (18 ـ A) فان dN_1 سوف لا تعتمد على r . ان عدد الجسيمات المتحركة بالاتجاه نصف القطري خلال المخروط المحدد بالزاوية $d\Omega$ يجب الا يعتمد على

ان التعويض من المعادلات (17 ـ A) و (19 ـ A) في المعادلة (15 ـ A) يعطينا مساحة المقطع التفاضلية

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \qquad (A-20)$$

ومساحة المقطع الكلية الكاملة (المعادلة (36 ـ 5))

$$\sigma = \int |f(\theta)|^2 d\Omega \qquad (A-21)$$

ان المسألة قد تم تبسيطها بحيث انه وبعيداً عن مركز الاستطارة فاننا يمكن ان نجد حلا لمعادلة شريدنكر (الغير معتمدة على الزمن) (19 ـ 2)

$$-\frac{\hbar^2}{2m_0}\nabla^2\psi + V\psi = E\psi \qquad (A-22)$$

يمكن وضعه بالشكل

$$\psi = a[e^{ikz} + f(\theta)\, r^{-1} e^{ikr}] \qquad (A-23)$$

حيث ان $f(\theta)$ يمكن معرفته مباشرة على انه سعة الاستطارة ويمكن استخدامه لحساب مساحة القطع التفاضلية (المعادلة (20 ـ A))

تحليل الموجات الجزئية **Partial wave analysis.**

ان مهمتنا يمكن ان تصبح سهلة اكثر اذا تمكنا من كتابة حل المعادلة (23 ـ A) بصورة كاملة في الاحداثيات الكروية التي ذكرناها في البند 2d ـ 2 (ان الاعتماد على φ لا يكون موجوداً في حالة الجهد ذي التناظر الكروي) ولهذا الغرض فاننا سنحلل كلًا من الحدين داخل القوس الا يمن في المعادلة (23 ـ A) الى موجات جزئية *partial waves* كل منها يمثل حالة للزخم الزاوي المداري l (بوحدات $\hbar$)

من وجهة النظر شبه الكلاسيكية فاننا نعرف الجسيمات في الحزمة الساقطة من خلال معامل تصادمها y المبين في الشكل 21 ـ 5 والذي يتخذ القيم المحصورة بين صفر وما لا نهاية . ان كل معامل تصادم y يرتبط مع l بالعلاقة (50 ـ 5)

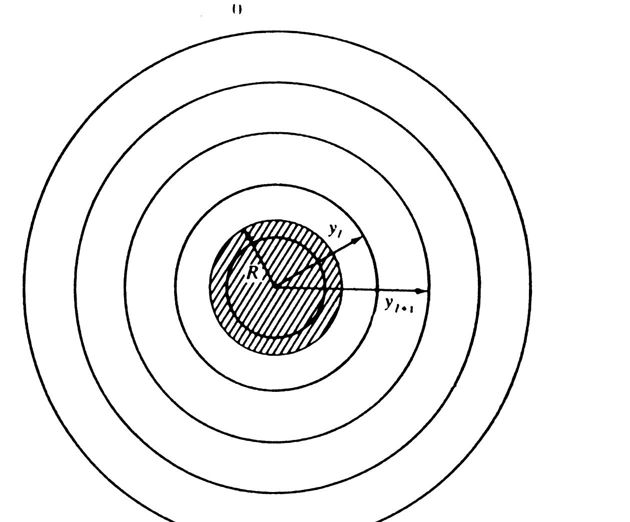
$$y \approx l\lambda \qquad (A-24)$$

حيث . $\lambda = 1/k$ عبارة عن الطول المختزل لموجة دي بروي للجسيمات الساقطة وكلاسيكياً فان y يمكن ان تتخذ قيماً مستمرة ولكن في الحقيقة فان l مكممة بقيم صحيحة ولذلك فان الحزمة الساقطة يجب ان تحلل الى مناطق كتلك المبينة في الشكل 3 ـ A . وكل منطقة تمثل قيمة للمقدار l . ان من الواجب ان نلاحظ ان هذه الصورة يمكن ان تستخدم في نظرية التفاعلات النووية لحساب مساحة المقطع الكلية اي مساحة القطع الناتجة عن جميع العمليات عدا الاستطارة المرنة . ان مساحة كل من هذه المناطق في الشكل 3 ـ A هي تقريباً

$$\pi(y_{l+1}^2 - y_l^2) = \pi\lambda^2[(l+1)^2 - l^2)] = (2l+1)\pi\lambda^2 \qquad (A-25)$$

واذا كانت جميع الجسيمات الى حد l_{max} تتفاعل مع النواة الهدف بينما لا تتفاعل جميع الجسيمات الباقية فان

$$\sigma_{react} \approx \pi\lambda^2 \sum_{0}^{l_{max}} (2l+1) = \pi\lambda^2[(l_{max}+1)^2] \qquad (A-26)$$



الشكل 3 ـ النظرة شبه الكلاسيكية لتحليل الموجات الجزئية . ان الموجة الساقطة المبينة في الشكل تتكون من جسيمات ذات معاملات تصادم متغيرة y_l . وترتبط بالزخم الزاوي المداري l بالعلاقة (24 ـ A) . ان التفاعل النووي الذي يمتد تأثيره الى R يؤثر على الجسيمات التي يقع معامل تصادمها ضمن R فقط تقريباً . ان هذا الشكل يجب مقارنته مع الشكل 21 ـ 5 والذي بين منظراً جانبياً لحركة جسيم في الحزمة .

ولما كانت l_{max} معطاة بالعلاقة (51 ـ 5) فان

$$\sigma_{react} \approx \pi(R+\lambda)^2 \qquad (A-27)$$

وهذا يمكن ان يستعمل كتقدير تقريبي جداً لاعتماد مساحة المقطع على الطاقة لقد ذكرنا عند مناقشتنا للحل المنفصل (43 ـ 2) لمعادلة شريدنجر في الاحداثيات الكروية ان هذا الحل يكون له الشكل : ـ

$$R(r)\, P_l^{(m)}(\cos\theta)\, e^{im\varphi} \qquad (A-28)$$

حيث l هي الزخم الزاوي المداري للموجة ولهذا فانه يبدو من المعقول انه لو كان لدينا حل عام لمعادلة شريدنجر $F(r,\theta)$ (والذي لا يحتوي على الزاوية φ) وحاولنا استخدام المتوالية من النوع : ـ

$$F(r,\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} F_l(r)P_l(\cos\theta) \qquad (A-29)$$

فان كلًا من المعاملات $F_l(r)$ يتبع قيمة معينة للزخم الزاوي المداري l ان من الممكن اثبات انه لموجة قادمة $e^{ikz}(=e^{ikr\cos\theta})$, وعندما تكون بعيدة عن نقطة الاصل فان

$$F_l(r) = i^l(2l+1)\frac{\sin(kr - \frac{1}{2}l\pi)}{kr} \qquad (A-30)$$

ولمركبة موجة فان : ـ

$$F_0(r) = \frac{\sin kr}{kr} \qquad (A-31)$$

ولو عرفنا سعة الاستطارة الثابتة f_l بدلالة سعة الاستطارة $f(\theta)$, فان هذا التعريف يتخذ الشكل : ـ

$$f(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} f_l P_l(\cos\theta) \qquad (A-32)$$

ان التسهيل الذي تحتاجه لحد الان هو التالي : لو فرضنا اننا قمنا بحل معادلة شريدنكر (22 ـ A) لقيمة معينة للمقدار l وكان لدينا حل من النوع (28 ـ A) (عندما $m = 0$ للتخلص من الزاوية φ) وبما اننا ندرس الجهود ذات التناظر الكروي فقط) فان هذا الحل هو : ـ

$$R(r)P_l(\cos\theta)$$

بعيداً عن مركز الاستطارة . وهذه العلاقة يمكن الآن مقارنتها مع المركبة ' في العلاقة (23 _ A)'' ولو حددنا اهتمامنا بالموجة s فاننا_ وبمساعدة العلاقات (31 _ A) و (32 _ A) _ نجد ان : _

$$u(r) \sim (1 + 2ikf_0)e^{ikr} - e^{-ikr} \qquad (A - 33)$$

وهنا فاننا نركز اهتمامنا على الاعتماد النصف قطري لدالة الموجة . ان كتابة دالة الموجة بهذا الشكل يمكننا من تمييز سعة الاستطارة f_0 ومن المعادلة (20 - A) فان بامكاننا كتابة مساحة المقطع التفاضلية لاستطارة s بالشكل : _

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f_0|^2 \qquad (A - 34)$$

والذي لا يعتمد على الزاوية θ كذلك في المعادلة (21 _ A) فاننا نحصل على

$$\sigma = 4\pi |f_0|^2 \qquad (A - 35)$$

وسوف نثبت ادناه انه بعيداً عن مركز الاستطارة دالة موجة S يمكن ان تكتب دائماً بالشكل (33 _ A)

تغير الطور لموجة -S   wave phase shift

لقد ذكرنا في البند d 4 _ 5 ان الجسيمات القاصفة ذات قيمة معينة للمقدار l (ونقول الان الموجة الجزيئية ذات قيمة معينة للمقدار l) التي يجب ان تتأثر بالتفاعل النووي يجب ان تكون لها $l \leq R/ƛ$. ان R في حالة استطارة n-p يجب ان يكون في حدود r_0 $(\approx 2\ F)$ للتفاعل بدلاً من نصف قطر الديوترون ان النظر الى الجدول 2 _ 5 يدلنا على انه عند طاقة مركز ثقل تقل عن 5 Mev (اي طاقة مختبر تقل عن 10 Mev) فان التفاعل يحدث في طاقة $l = 0$ فقط ولهذا فان مناقشتنا سوف تنحصر بالموجة s .

والمعادلة التي يجب ان تحل في هذه الحالة هي معادلة شريدنكر (3 _ A) مرة اخرى . ولكن في حالة الاستطارة فان الطاقة E موجبة وتساوي الطاقة الحركية في مركز الثقل T_0 للجسيم الساقط . وكما بينا في البند السابق فاننا يجب علينا ايجاد الحل في الحالة البعيدة عن مركز الاستطارة ونكتبه بالشكل (33 _ A) لاجل حساب $d\sigma/d\Omega$. ان عبارة « بعيداً عن مركز الاستطارة » تعني ان

$V(r)$ تساوي صفراً هناك والتي بالنسبة للبئر المربع (1 _ A) تعني $r > r_0$ ولهذا فان علينا حل المعادلة : _

$$-\frac{\hbar^2}{M}\frac{d^2u}{dr^2} = T_0 u \qquad (A - 36)$$

ان الحل العام لهذه المعادلة هو

$$u = A \sin(kr + \delta_0) \qquad (A - 37)$$

حيث $k = (MT_0)^{\frac{1}{2}}/\hbar,$ و A و δ_0 هي ثوابت يجب تحديدها من خلال حل المعادلة (3 _ A) في المنطقة التي تكون فيها $V(r)$ محدودة ان الكمية δ_0 تسمى بتغير طور موجة S *s-wave phase shift*. وتستخدم في كثير من الاحيان بدل f_0 لمقارنة نتائج مساحة المقطع التفاضلية (34 _ A) . والان لو حاولنا كتابة المعادلة (37 _ A) بالشكل (33 _ A) فاننا نحصل على

$$u = \frac{Ae^{-i\delta_0}}{2i}(e^{2i\delta_0}e^{ikr} - e^{-ikr}) \qquad (A - 38)$$

ونلاحظ اولاً ان هذا ممكن وثانياً فاننا نجد ان : _

$$1 + 2ikf_0 = e^{2i\delta_0}$$

$$f_0 = \frac{e^{2i\delta_0} - 1}{2ik} = \frac{e^{i\delta_0}\sin\delta_0}{k} \qquad (A - 39)$$

وبهذا تكون

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sin^2\delta_0}{k^2} = ƛ^2 \sin^2\delta_0 \qquad (A - 40)$$

$$\sigma = 4\pi ƛ^2 \sin^2\delta_0 \qquad (A - 41)$$

ان اهمية تغير الطور يمكن تقديرها من خلال ما يلي لو فرضنا انه ليس هناك جهد على الاطلاق فان المعادلة (36 _ A) ستكون معادلة شريدنجر الصحيحة في جميع المناطق حتى عندما تكون $r = 0;$ وتكون المعادلة (37 _ A) هي الحل الصحيح ولكن بما ان $u(0) = 0$ (راجع المعادلة (54 _ 2)) فاننا يجب ان نعوض $\delta_0 = 0$ في هذه الحالة وبهذا تكون : _

$$u = A \sin kr \qquad (A\text{-}42)$$

هي الحل الحقيقي وكذلك تكون $\sigma = 0,$ وهذا واضح لانه بدون وجود مركز استطارة لا تكون هناك استطارة ولهذا فان التغير في الطور δ_0 هو تغير

الطور لدالة الموجة عندما يكون الجهد قد بدأ بالتأثير ويمكننا اثبات انه اذا كان تغير بداية تأثير الجهد بطيئاً فان δ_0 تكون دائماً سالبة في البداية كما هو مبين في الشكل 4 ـ A

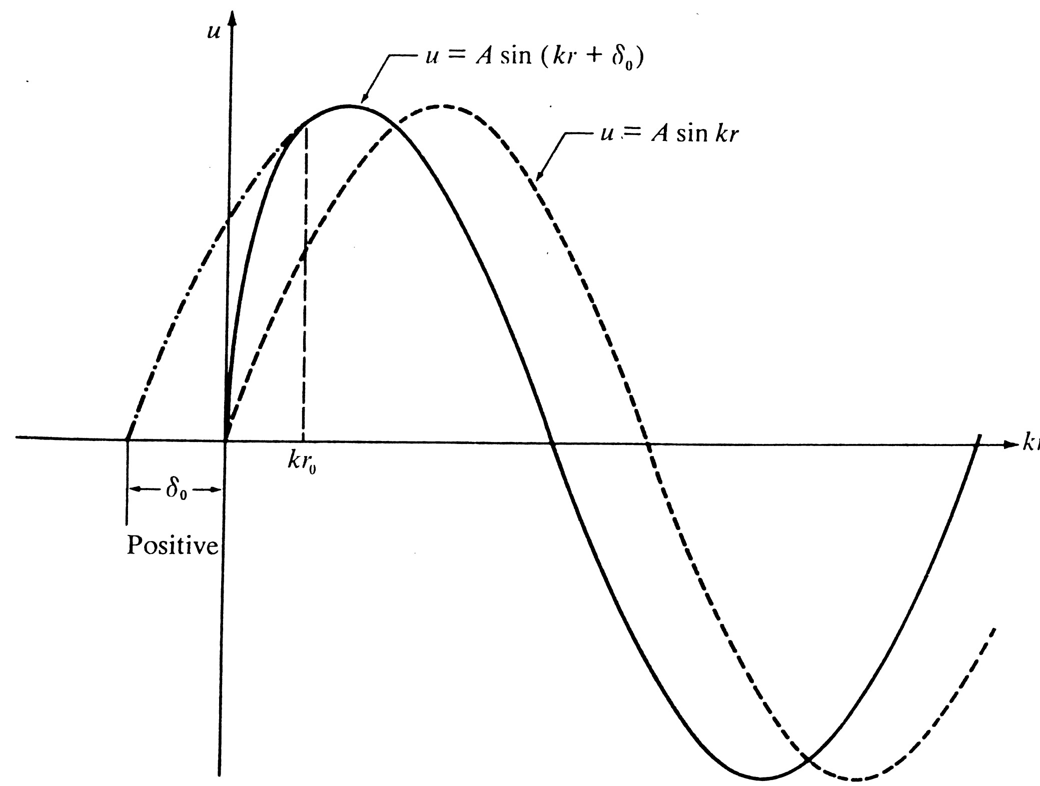
طول الاستطارة Scattering length

ان احدى الكميات المفيدة جداً خصوصاً في تفاعلات النيوترونات البطيئة جداً تسمى طول الاستطارة وهذه تعرف بانها مساوية لقيمة f_0 ولكن باشارة سالبة (المعادلة (39 ـ A) عندما تقترب طاقة الجسيم الساقط من الصفر .

$$a = \lim_{k\to 0} -f_0 \qquad (A-43)$$

وبما ان f_0 لا يمكن ان تصبح لا نهائياً عندما $k\to 0$ (وبعكسه فان σ ستصبح لا نهائية) فان المعادلة (39 ـ A) تظهر ان δ_0 يجب ان تقترب من الصفر ايضاً وكذلك فان

$$a = \lim_{k\to 0} -\frac{e^{i\delta_0}\sin\delta_0}{k} = -\frac{\delta_0}{k} \qquad (A-44)$$



الشكل 4 ـ A تعريف تغير الطور ان دالة الموجة بدون وجود مركز الاستطارة سيكون لها الشكل $u = A\sin kr$. ان وجود الجهد $V(r)$ يغير دالة الموجة الى $A\sin(kr+\delta_0)$ بعيداً عن مركز الاستطارة حيث $V(r) = 0$ وبجهد تجاذبي فان دالة الموجة تسحب الى الداخل وتكون δ_0

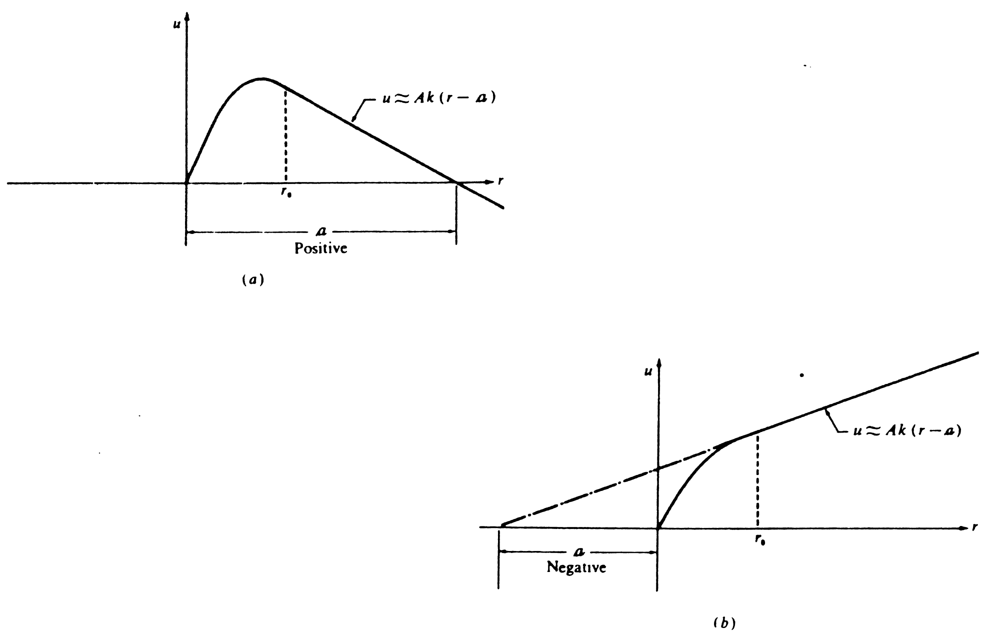
وبذلك يمكن كتابة مساحة المقطع

$$\sigma(k\to 0) = 4\pi a^2 \qquad (A-45)$$

ان المعنى الفيزياوي للمقدار a يتأتى من امكانية كتابة دالة الموجة عند الطاقات القليلة وبعيداً عن تأثير الجهد بالشكل .

$$u = A\sin k(r-a) \approx Ak(r-a) \qquad (A-46)$$

ولهذا يكون طول الاستطارة هو امتداد التقاطع لدالة الموجة مع محور r كما هو مبين في الشكل 5 ـ A ويمكننا ان نلاحظ ايضاً ان دالة الموجة الداخلية لها انحدار سالب عندما $r = r_0$ و a موجبة وبما ان الانحدار السالب يعني احتمال وجود حالة مرتبطة (راجع الشكل 1 ـ A) فان الاستطارة عن جهد يعطي حالة مرتبطة يولد a موجبة وكذلك فان الجهد الذي يعطي حالة خيالية فقط يكون فيه انحدار دالة الموجة الداخلية عند $r = r_0$ موجباً و a سالباً . ان هذه الحالات مبينة في الشكلين A-5a و b على التوالي .



الشكل 5 ـ A تعريف طول الاستطارة ـ وعند طاقات واطئة جداً ـ فان دالة الموجة بعيداً عن مركز الاستطارة يمكن ان تكتب بالشكل $u \approx AK(r-a)$ واذا كان الجهد يعطي حالة مرتبطة فان a موجب كما في الجزء (a) من الشكل واذا كان الجهد يعطي حالة غير مرتبطة (خيالية) فان a سالب كما في الجزء (b) من الشكل

3 — A استطارة النيوترون ـ بروتون

NEUTRON-PROTON SCATTERING

ان تعريف مساحة مقطع استطارة s بدلالة سعة الاستطارة f_0 او تغير الطور δ_0 (او بواسطة طول الاستطارة « a ») هي ان يكون اي منها اكثر مناسبة لحالة معينة ولكن علينا حل المسألة بدلالة التفاعل النووي الحقيقي وهذه المهمة تكون اسهل باستعمال هذه التعريفات .

في حالة استطارة n-p فاننا نستعمل الفرضية البسيطة للمنخفض المربع مرة اخرى (المعادلة (A — 1) للجهد النووي ونحل المعادلة (A — 3) في المنطقة $r < r_0$ ان الحل سيكون له الشكل الرياضي (A — 6) .

$$u = C \sin K'r \quad \text{where} \quad K' = [M(V_0 + T_0)]^{\frac{1}{2}}/\hbar \qquad (A-47)$$

ونتذكر ان T_0 هي الطاقة الحركية للجسيم الساقط في مركز الثقل . ان قيم التفاضلات للدالة (A — 47) يجب ان تلتقي عند $r = r_0$ مع دالة الموجة الخارجية (A — 37) والتخلص من الثوابت A و C يعطي : ـ

$$K' \cot K'r_0 = k \cot (kr_0 + \delta_0) \qquad (A-48)$$

ولحل هذه المعادلة بسرعة للحصول على δ_0 فاننا سنقوم باجراء التبسيطات التقريبية التالية مؤقتاً .

1 ـ نفترض ان طول الاستطارة « a » (راجع المعادلة (A — 44)) هو اكبر بكثير من المدى r_0 للجهد ولهذا ـ وعلى الاقل ـ عند تكون طاقات النيوترونات واطئة جداً فان kr_0 يمكن ان يهمل بالمقارنة مع δ_0

2 ـ عند الطاقات القليلة $(T_0 \ll V_0)$ فاننا نفترض ان

$$K' \approx K \qquad (A-49)$$

حيث K معطاة بالمعادلة (A — 4) وهذا يعني عملياً ان شكل دالة الموجة لا يعتمد على الطاقة E في المعادلة (A — 3) ما دامت $|E| \ll V_0$

وبمقارنة المعادلة (A — 48) مع المعادلة (A — 8) نجد ان

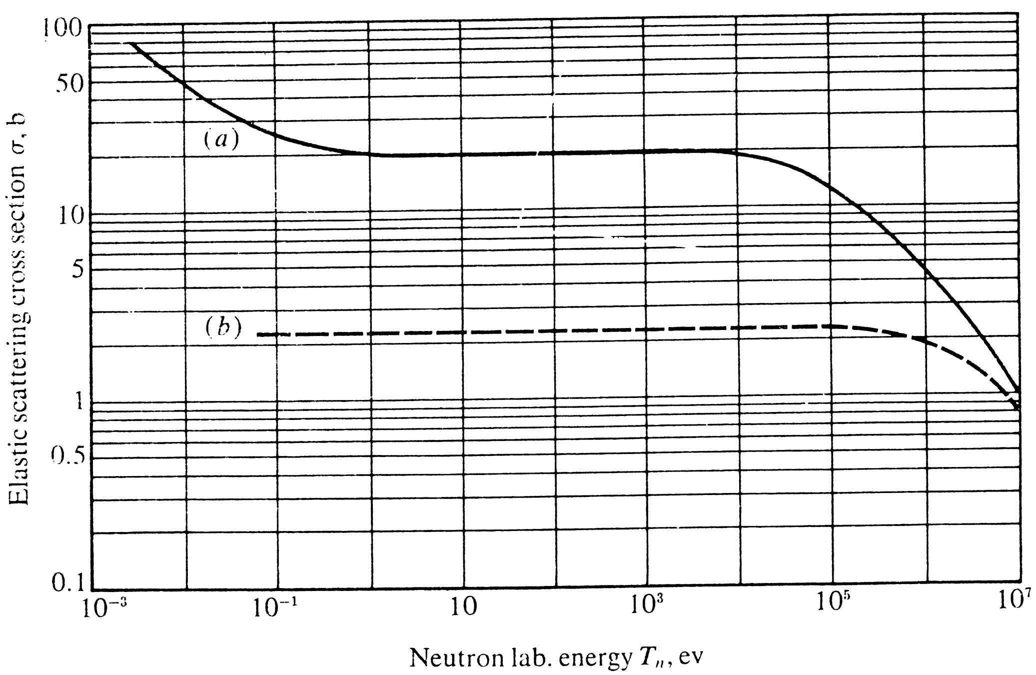
$$k \cot \delta_0 \approx -\kappa \qquad (A-50)$$

حيث κ معطاة بالمعادلة (A — 5) وبالتعويض في المعادلة (A — 40) وملاحظة ان $\sin^2 \alpha = 1/(1 + \cot^2 \alpha)$, فاننا نحصل اخيراً على : ـ

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx \frac{1}{k^2 + \kappa^2} = \frac{\hbar^2}{M} \frac{1}{T_0 + B} \qquad (A-51)$$

$$\sigma \approx \frac{4\pi\hbar^2}{M} \frac{1}{T_0 + B} = \frac{5.2}{(T_0 + B) \text{ in Mev}} \text{ barn} \qquad (A-52)$$

حيث وعندما يكون $T_0 \ll B (= 2.23 \text{ Mev})$ فان هذا يعطي $\sigma \approx 2.3$ b in ويتناقض هذا بشدة مع القيمة العملية 20.4 المبينة في الشكل A — 6 (لاحظ أن الطاقة الحركية في المختبر $T_n = 2T_0$ تمثل المحور السيني في الشكل) وعند الطاقات الاعلى فأن القيمة A — 52 تقترب من القيم العملية .



الشكل A — 6 مساحة المقطع الكلية لاستطارة النيوترون ـ بروتون لكل بروتون في غاز الهيدروجين (a) المنحني العملي وعند الطاقات الواطئة تظهر زيادة في مساحة المقطع ناتج عن الارتباط الجزيئي والحركة الحرارية (b) مساحة المقطع محسوبة من المعادلة (A — 51) ان مساحة المقطع المحسوبة من المعادلة A — 55 قريبة من قيم المنحني العملي .

وقد اقترح فكنز طريقة للتغلب على هذا التناقض وقد لاحظ انه في حالة استطارة n-p فأن الجسيمات يمكن أن تتصادم في حالة كون البرم الكلي هو 1 (وتسمى بالحالة الثلاثية triplet state) او في حالة كون البرم الكلي صفراً (وتسمى الحالة الاحادية singlet state) واذا كانت قوة او مدى التفاعل النووي (كلتاهما) مختلفتين فأنه يجب تحوير المعادلة (52 – A) .

ان احتمال التصادم في الحالة الثلاثية اكبر بثلاث مرات من احتماله في الحالة الاحادية وذلك لان البرم الكلي الاتجاهي S يمكن أن يأخذ $2S + 1$ من القيم تمثل ميلانه في الفراغ وكل من هذه الميلانات يمثل بواسطة العدد الكمي للبرم المغناطيسي m_S (وهو مشابه للمقدار m في المعادلة (44 – 2)) والذي يتراوح ما بين S و S بخطوات صحيحة فاذا كانت $S = 0,$ فان $m_S = 0$ فقط اما اذا كانت $S = 1$ فان 1 + و $m_S = 1.\ 0,$ تكون قيماً ممكنة ولهذا فان : –

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{3}{4}\frac{\sin^2\delta_{0t}}{k^2} + \frac{1}{4}\frac{\sin^2\delta_{0s}}{k^2} \qquad \text{(A-53)}$$

حيث أن الرموز s و t تعطي المساهمات الاحادية والثلاثية على التوالي اننا نعلم من خلال المناقشة في البند 1– A ان تفاعل الحالة الثلاثية يعطي الحالة المستقرة للديوترون عند طاقة $E = -B$.واذا كانت الحالة الاحادية تعطي حالة عند طاقة $E = E^*$ (حيث أن E^* يمكن أن يكون موجباً أو سالباً) فأننا نجد أن مساحة المقطع الكاملة هي :

$$\sigma \approx \frac{\pi\hbar^2}{M}\left(\frac{3}{T_0 + B} + \frac{1}{T_0 + |E^*|}\right) \qquad (A - 55)$$

ان المقارنة مع قيمة العملية لمساحة المقطع تعطي قيمة $|E^*| \approx 70$ kev والنتائج متفقة بصورة جيدة مع جميع قيم مساحات المقطع (الشكل 6 – A

وبما أن الطاقة E^* قليلة بالمقارنة مع V_0 فان دالة موجة الحالة الاحادية داخل الجهد النووي هي تقريباً ربع موجة جيبية كما هو الامر في الحالة الثلاثية (الشكل 1 – A) ولهذا فانه لا يمكننا الحصول على معلومات اكثر عن قوة الجهد V_{0s} او مداه r_{0s} للحالة الاحادية اكثر مما تعطيه لنا المعادلة (11 – A) للحالة الثلاثية بعبارة اخرى وحتى هذه النقطة فاننا نعلم أن : –

$$V_{0t}r_{0t}^2 \approx V_{0s}r_{0s}^2 \approx 1.0 \text{ Mev-barn} \qquad (A - 56)$$

ان التقريب الذي اجريناه وهو $kr_0 \ll \delta_0$ (في المعادلة 50 – A) يخفي جميع المعلومات المتعلقة بالمدى للتفاعل النووي ولكننا لو لم نجر التبسيطات التي سبقت المعادلة (50 – A) لكنا توصلنا الى العلاقات نفسها لمساحة المقطع (51 – A) و (52 – A) ولكنها مضروبة بالعامل : –

$$(1 + \kappa r_0 + \text{higher-order terms in powers of } \kappa r_0)$$

ويجب تصحيح مساحة مقطع الحالة الاحادية ايضاً . باستخدام المعلومات المتوفرة عن استطارة النيوترونات عن الباراهايدرجين التي سنذكرها في البند 4 A· ومن خلال استطارة البروتون – بروتون يمكننا استخلاص المعلومات عن قيمتي المدى والقوة والتي هي ملخصة في البند 5 – A وهذه تؤكد بصورة واضحة أن القوى النووية تعتمد على البرم وأن التفاعل يكون مختلفاً بين الحالات الاحادية والثلاثية ومع أننا قمنا بدراسة حالة جهد البئر المربع فان هناك طريقة عامة موجودة لاستخلاص قيم المدى والقوة من النتائج العملية النووية .والتي يمكن تطبيقها على جهود نصف قطرية اختيارية وتسمى هذه الطريقة بقريب المدى المؤثر *effective range approximation.*[1]

4 – A الحالة الخيالية للديوترون . استطارة النيوترونات عن الباراهيدرجين

VIRTUAL STATE OF THE DEUTERON. NEUTRON SCATTERING BY PARAHYDROGEN

اقترح شونجر وتيلر Schwinger and Teller (1937) طريقة مباشرة لاثبات أن تفاعل n-p يعتمد على البرم بالتأكيد . ان هذا الاقتراح قد مكنهما من معرفة اشارة طاقة التهيج E^* في المعادلة (55 – A) .

ان ابعاد الجزيئات الاعتيادية هي في حدود $10^{-8}\text{ cm} = 10^5\text{ F}$ واذا تمت استطارة النيوترونات عن الجزيئات فان الاستطارة ستتم بصورة مستقلة عن كل من النوى الموجودة في الجزيئة مادام طوال موجة دي بروجلي (المختزل) اقل بكثير من المسافة بين النوى وهذا يمثل طاقة نيوترونات تزيد عن 1 ev (راجع الجدول 2 – 5) ولكن عند طاقات نيوترونات اقل من 10^{-3} ev تقريباً فان استطارة النيوترونات تتم عن الجزيئة ككل . ان الاستطارة في هذه الحالة عن النوى (يقال عنها بأنها متشاكهة *coherent*) .

ومن وجهة نظر نظرية الاستطارة فان جهد الجزيئة V في المعادلة (A ـ 22) يكون مكوناً من الجهود الاحادية للاستطارة $V_1 + V_2 + \cdots$ للنوى . وما دام طول موجة النيوترون اكبر بكثير من المسافات النووية فان الموجة المستطارة بعيداً عن الجزيئة سوف تتحرك في اتجاه نصف قطري بالنسبة لمركز الجزيئة . ان الوضع الدقيق للنوى لا يلعب اي دور في هذا التقريب . ان دالة الموجة الكلية في مسالة الاستطارة في هذه الحالة هي :

$$\psi = a\{e^{ikz} + [f_1(\theta) + f_2(\theta) + \cdots]r^{-1} e^{ikr}\} \qquad \text{(A-58)}$$

حيث أن كلا من سعات الاستطارة يمثل نواة معينة ومن الاشتقاق الذي سبق المعادلة (A ـ 20) فاننا نحصل على : ـ

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f_1(\theta) + f_2(\theta) + \cdots|^2 \qquad \text{(A – 59)}$$

وفي حالة استطارة s فان تكامل مساحة المقطع لكل نيوكليون (A ـ 35) يصبح وبرموز واضحة : ـ

$$\sigma = 4\pi\,|f_{01} + f_{02} + \cdots|^2 \qquad \text{(A-60)}$$

الذي هو في حالة الطاقات الواطئة التي تضمنتها اشتقاقاتنا ويمكن كتابته بدلالة اطوال الاستطارة المنفصلة على الوجه التالي : ـ

$$\sigma = 4\pi(a_1 + a_2 + \cdots)^2 \qquad \text{(A – 61)}$$

ولو طبقنا هذه النتيجة على استطارة النيوترونات عن جزيئات الهيدروجين فان برم البروتونين في جزيئة الهيدررجين يمكن أن يكون في اتجاه واحد (اورثوهايدروجين (orthohydrogen) او في اتجاه متعاكس (باراهيدروجين (parahydrogen) .. ان هناك خليط احصائي من هاتين الحالتين (بنسبة 1 : 3) عند درجة حرارة الغرفة اما في درجات الحرارة الواطئة جداً ($< 90°K$) فان غاز الهيدروجين يتكون فقط من الباراهايدروجين وذلك لان طاقاتها الجزيئية الداخلية تكون اقل من الاورثوهيدروجين .

ان النيوترونات المستطارة عن الباراهيدروجين سوف تجد نفسها في الحالة الثلاثية بالنسبة الى احد البروتونات وفي الحالة الاحادية بالنسبة للبروتون الثاني . وسوف تحدث في مساحة المقطع (A ـ 61) اطوال الاستطارة بالنسبة للحالات الثلاثية

والاحادية بنسبة 1 : 3 وعند أخذ تأثيرات البرم الاخرى بنظر الاعتبار فان شوينجر وتيلر (1937) اثبتا أن : ـ

$$\sigma_{\text{para}} = 6.69\,(3a_t + a_s)^2$$

وقد وجد عملياً أن $\sigma_{\text{para}} \approx 5$ b, وهذا يؤدي الى : ـ

$$|3a_t + a_s| \approx 8.7 \text{ F} \qquad \text{(A – 62)}$$

وبكتابة مساحة المقطع عند الطاقات الواطئة لتفاعل $(T_n > 1 \text{ ev})$ عند درجة حرارة الغرفة بدلالة اطوال الاستطارة فاننا ـ من المعادلات (A ـ 53) و (A ـ 44) ـ نحصل على

$$\sigma = \pi(3a_t^2 + a_s^2) \qquad \text{(A-63)}$$

وبالمقارنة مع (A ـ 51) او (A ـ 55) نحصل على : ـ

$$a_t \approx \kappa^{-1} = 4.3 \text{ F} \qquad \text{(A-64)}$$

وبذلك ومن القيمة $\sigma = 20.4b$ في الشكل (A ـ 6) نحصل على : ـ

$$a_s \approx \pm 24 \text{ F} \qquad \text{(A-65)}$$

ولاجل تحقيق المعادلة (A ـ 62) علينا استخدام الاشارة السالبة في a_s ومن خلال مناقشتنا في نهاية البند A ـ 2 ومن خلال الشكل A ـ 5 نجد أن تفاعل الحالة الاحادية يجب أن يعطي الحالة الخيالية .

وبتطبيق المعادلة (A ـ 48) عند الطاقات الواطئة جداً فانه يمكننا الحصول على المعادلات المتعلقة بثوابت البدء $(r_0 V_0)$ بدلالة اطوال الاستطارة للحالات الثلاثية والاحادية وهذا يمكننا من استخلاص الثوابت المنفصلة كل على حدة .

A ـ 5 ثوابت القوة بين نيوكليونين
PARAMETERS OF THE TWO-NUCLEON FORCE

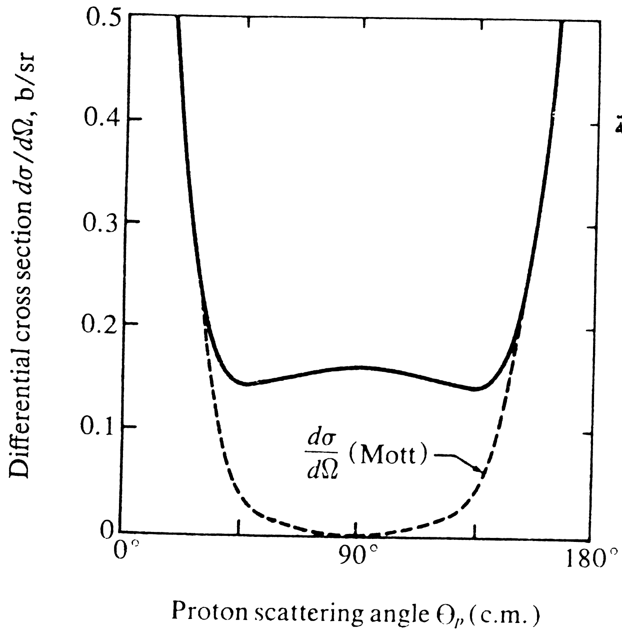
ان دراسة استطارة بروتون بروتون تعتبر مفيدة جداً ايضاً وذلك لان استطارة p-p يمكن ان تحدث في الحالة الاحادية فقط حيث أن الحالة الثلاثية للبروتونين سوف تتناقض مع قاعدة الانفراد لپاولي وطبعاً فان استطارة كولوم يجب أن تؤخذ بنظر الاعتبار في هذه الحالة ولكن بطريقة محورة عن المعادلة (45 ـ 5) وذلك بسبب عدم امكانية التمييز بين الجسيمين (حيث لا يمكن التمييز بعد

الاستطارة بين الجسيم الهدف والجسيم القاصف) لقد قام موط (1930) Mott بحساب هذا التأثير باستخدام ميكانيك الكم . ان استطارة كولوم والاستطارة النووية تتداخلان تشاكهياً ويتم استخدام علاقة مشابهة للعلاقة (59 – A) بالنسبة لحالة المقطع . والعلاقة الناتجة تكون بالشكل التالي : –

$$\frac{d\sigma(p,p)}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{\mathrm{Mott}}}{d\Omega} + A(\theta, \delta_{0s}) + \frac{\sin^2 \delta_{0s}}{k^2} \qquad \text{(A-66)}$$

حيث يمثل الحد $A(\theta, \delta_{0s})$ التداخل . ان مساحة مقطع نموذجية هي قمة في الشكل 7 – A ومن تحليل النتائج العملية فقد تم الحصول على طول استطارة كولوم المصحة في الحالة الاحادية وهذه القيمة هي 17 F – ويكون مقدار ثابت المدى للحالة الاحادية 2.7 F r_{0s} .

ان الجدول 1 – A يلخص النتائج العملية المتوفرة التي ذكرناها . ان الفرق بين التفاعل الاحادي والتفاعل الثلاثي واضح جداً ويؤكد اعتماد القوة النووية على البرم في النوى المعقدة ان الفرق الرئيس بين طول استطارة الحالة الاحادية والحالة الثلاثية في استطارات *p-p* و *n-p* يمكن اعزاءه الى الفرق في العزوم المغناطيسية للنيوترون والبروتون . ان بقية الفرق الصغير قد ادى الى الشك بان القوة النووية قد لا تكون غير معتمدة على الشحنة بصورة تامة . ان تفاعل *n-n* (والممكن في الحالة فقط عند الطاقات الواطئة) يمكن الحصول عليه بصورة غير مباشرة من تفاعلات مثل $H^2 + \pi^- \rightarrow 2n + \gamma H^2 + n \rightarrow 2n + p.$ وقد وجدت القيمة F 17 – متفقة مع النتائج وتدل على عدم اعتماد القوة النووية على الشحنة .



الشكل 7 – A مساحة المقطع التفاضلية لاستطارة بروتون – بروتون المرنة لطاقات بروتون Mev 2.4 . ان الاستطارة عند زاوية 90° تقريباً تكون ناتجة بالدرجة الرئيسة عن التفاعل النووي اما عند الزوايا الامامية والخلفية فان استطارة كولوم تكون هي السائدة

الجدول 1 – ثوابت جهد البئر المربع في تفاعل نيوكليونين

Interaction	*Scattering length a*, F	*Range r_0*, F	*Strength V_0*, Mev
Triplet	5.4	2.0	36
Singlet	−23.7‡, −17§	≈2.5	18

† From M. A. Preston, *Physics of the Nucleus*, Addison-Wesley Publishing Co., Inc., Reading, 1962, by permission.
‡ For (*n-p*) interaction.
§ For (*p-p*) interaction.

B الملحق

الخواص الفيزياوية للعناصر

PHYSICAL PROPERTIES OF THE ELEMENTS†

Atomic number Z	Element	Atomic or molecular weight $\mathscr{A}$	Density, g/cm^3 ρ	Nuclei/cm^3 ($\times 10^{22}$) n
1	H_2	2.016	8.99×10^{-5}	**
2	He	4.003	17.85×10^{-5}	*
3	Li	6.940	0.534	4.64
4	Be	9.013	1.85	12.37
5	B	10.82	2.34[a]	13.03
6	C	12.01	2.25[b]	11.29
7	N_2	28.02	1.25×10^{-3}	**
8	O_2	32.000	1.43×10^{-3}	**
9	F_2	38.00	1.69×10^{-3}	**
10	Ne	20.18	9.00×10^{-4}	*
11	Na	22.99	0.97	2.54
12	Mg	24.32	1.74	4.31
13	Al	26.98	2.702	6.03
14	Si	28.09	2.329	5.00
15	P	30.98	1.82[c]	3.54

[a]Amorphous [b]Graphite [c]Yellow phosphorus, P_4; mol. wt. = 123.92
[d]Rhombic, S_8; mol. wt. = 256.53 [e]Solid, 29.6°C.; melting point = 29.8°C.
[f]Black crystal, As_4; mol. wt. = 299.64 [g]Amorphous, Se_8; mol. wt. = 631.68
[h]Hexagonal [i]At 22.5°C [j]Tetragonal (ordinary; β) [k]Metallic tantalum
*Monoatomic gas; 2.69×10^{19} nuclei/cm^3 at NTP **Diatomic gas; 5.38×10^{19} nuclei/cm^3 at NTP

† From J. B. Marion, 1960 Nuclear Data Tables, Part III, Nuclear Data Project, *Natl. Acad. Sci.—Natl. Res. Council, Nucl. Sci. Ser.*, Washington, 1960. Available from U.S. Government Printing Office, Washington, D.C.

Atomic number Z	Element	Atomic or molecular weight $\mathscr{A}$	Density, g/cm^3 ρ	Nuclei/cm^3 ($\times 10^{22}$) n
16	S	32.066	2.07[d]	3.89
17	Cl_2	70.91	3.214×10^{-3}	**
18	A	39.944	1.784×10^{-3}	*
19	K	39.10	0.86	1.33
20	Ca	40.08	1.55	2.33
21	Sc	44.96	2.5	3.35
22	Ti	47.90	4.5	5.66
23	V	50.95	5.96	7.05
24	Cr	52.01	7.20	8.34
25	Mn	54.94	7.20	7.90
26	Fe	55.85	7.86	8.48
27	Co	58.94	8.9	9.10
28	Ni	58.71	8.90	9.13
29	Cu	63.54	8.92	8.46
30	Zn	65.38	7.14	6.58
31	Ga	69.72	5.904[e]	5.10
32	Ge	72.60	5.35	4.44
33	As	74.91	5.727[f]	4.61
34	Se	78.96	4.82[g]	3.68
35	Br_2	159.83	2.928	2.07
36	Kr	83.80	3.71×10^{-3}	*
37	Rb	85.48	1.532	1.08
38	Sr	87.63	2.6	1.79
39	Y	88.92	5.51	3.73
40	Zr	91.22	6.4	4.23
41	Nb	92.91	8.55	5.54
42	Mo	95.95	10.2	6.40
43	Tc	98	—	—
44	Ru	101.1	12.06[h]	7.19
45	Rh	102.91	12.4	7.26
46	Pd	106.70	11.40[i]	6.44
47	Ag	107.88	10.5	5.86
48	Cd	112.41	8.642	4.63
49	In	114.82	7.30	3.83
50	Sn	118.70	7.28[j]	3.70
51	Sb	121.76	6.684	3.07
52	Te_2	255.22	6.25	2.95
53	I_2	253.81	4.93	2.34
54	Xe	131.3	5.85×10^{-3}	*
55	Cs	132.91	1.873	0.85
56	Ba	137.36	3.5	1.54
57	La	138.92	6.15	2.67

C الملحق

خواص النوى المستقرة

PROPERTIES OF STABLE NUCLIDES†

(1) Atomic number; (2) Chemical symbol; (3) Name; (4) Mass number; (5) Neutron number; (6) Mass excess in milli-mass-units based on C^{12} = 12.000 . . . u; (7) Ground-state spin; (8) Ground-state parity: (9) Relative abundance of isotope in element, in percent; (10) Notes. Uncertainties in the last one or two significant figures are given in parentheses.

Z (*1*)	*S* (*2*)	*Name* (*3*)	*A* (*4*)	*N* (*5*)	$10^3(M - A)$ (*6*)	*I* (*7*)	π (*8*)	*Relative abundance* (*9*)	*Notes* (*10*)
0	*n*	Neutron	1*	1	8.66544(43)	$\frac{1}{2}$	+	. . . .	β^-; $t_{\frac{1}{2}}$ = 12.8 min.
1	H	Hydrogen	1	0	7.82522(8)	$\frac{1}{2}$	+	99.985	
			2	1	14.10219(11)	1	+	0.015	
2	He	Helium	3	1	16.02994(23)	$\frac{1}{2}$	(+)	$\approx 10^{-4}$	
			4	2	2.60361(37)	0	+	≈100	
3	Li	Lithium	6	3	15.1263(10)	1	+	7.35	
			7	4	16.0053(11)	$\frac{3}{2}$	(−)	92.65	
4	Be	Beryllium	9	5	12.1858(9)	$\frac{3}{2}$	−	100	
5	B	Boron	10	5	12.9389(7)	3	+	19.20	
			11	6	9.30509(43)	$\frac{3}{2}$	(−)	80.80	
6	C	Carbon	12	6	0.0000(21)	0	(+)	98.893(5)	
			13	7	3.3543(7)	$\frac{1}{2}$	−	1.107(5)	
7	N	Nitrogen	14	7	3.07438(17)	1	+	99.273(2)	
			15	8	0.1081(9)	$\frac{1}{2}$	−	0.727(2)	
8	O	Oxygen	16	8	−5.08506(28)	0	+	99.5186(7)	
			17	9	−0.8666(9)	$\frac{5}{2}$	+	0.0745(5)	
			18	10	−0.84017(34)	0	+	0.4068(5)	
9	F	Fluorine	19	10	−1.5954(7)	$\frac{1}{2}$	+	100	
10	Ne	Neon	20	10	−7.5596(5)	(0)	(+)	90.920(36)	
			21	11	−6.1508(17)	$\frac{3}{2}$	+	0.258(1)	
			22	12	−8.6155(6)	(0)	(+)	8.822(18)	
11	Na	Sodium	23	12	−10.2274(16)	$\frac{3}{2}$	+	100	
12	Mg	Magnesium	24	12	−14.9554(19)	(0)	(+)	78.6(2)	
			25	13	−14.1603(20)	$\frac{5}{2}$	(+)	10.12(2)	
			26	14	−17.4091(24)	(0)	(+)	11.20(4)	
13	Al	Aluminum	27	14	−18.4651(21)	$\frac{5}{2}$	(+)	100	
14	Si	Silicon	28	14	−23.0729(31)	(0)	(+)	92.17(1)	
			29	15	−23.5092(36)	$\frac{1}{2}$	(+)	4.71(2)	
			30	16	−26.2393(43)	(0)	(+)	3.12(2)	

* Denotes radioactive nucleus. The table includes the neutron and some radioactive nuclei of geological significance.

† From G. L. Trigg, Systematics of Stable Nuclei, in D. W. Gray (ed.), "American Institute of Physics Handbook," 2d ed., McGraw-Hill Book Company, New York, 1963, by permission.

Atomic number *Z*	*Element*	*Atomic or molecular weight* $\mathscr{A}$	*Density,* g/cm^3 ρ	*Nuclei/cm*^{3} ($\times 10^{22}$) *n*
58	Ce	140.13	6.7^h	2.88
59	Pr	140.92	6.5	2.78
60	Nd	144.27	6.9	2.88
61	Pm	145	—	—
62	Sm	150.35	7.7	3.09
63	Eu	152.00	5.22	2.07
64	Gd	157.26	7.95	3.05
65	Td	158.93	8.33	3.16
66	Dy	162.51	8.56	3.17
67	Ho	164.94	8.76	3.20
68	Er	167.20	9.16	3.30
69	Tm	168.94	9.35	3.33
70	Yb	173.04	7.01	2.44
71	Lu	174.99	9.74	3.35
72	Hf	178.60	13.3	4.49
73	Ta	180.95	16.6^k	5.53
74	W	183.86	19.3	6.32
75	Re	186.22	20.53	6.64
76	Os	190.20	22.48	7.12
77	Ir	192.2	22.42	7.03
78	Pt	195.09	21.45	6.62
79	Au	197.0	19.3	5.90
80	Hg	200.61	13.55	4.07
81	Tl	204.39	11.85	3.49
82	Pb	207.21	11.34	3.30
83	Bi	209.00	9.80	2.83
84	Po	210	9.24	2.65
85	At	211	—	—
86	Rn	222.00	9.73×10^{-3}	*
87	Fr	223	—	—
88	Ra	226.05	5	1.3
89	Ac	227	—	—
90	Th	232.05	11.2	2.94
91	Pa	231	15.4	4.02
92	U	238.07	18.7	4.73
93	Np	237	—	—
94	Pu	239	19.74	4.98

Z (*1*)	*S* (*2*)	*Name* (*3*)	*A* (*4*)	*N* (*5*)	$10^3(M-A)$ (*6*)	*I* (*7*)	π (*8*)	*Relative abundance* (*9*)	*Notes* (*10*)
34	Se	Selenium	74	40	−77.55(6)	0	(+)	0.87(1)	
			76	42	−80.771(48)	(0)	(+)	9.02(7)	
			77	43	−80.066(48)	$\frac{1}{2}$	−	7.58(7)	
			78	44	−82.652(48)	0	(+)	23.52(2)	
			80	46	−83.488(17)	0	(+)	49.82(20)	
			82	48	−83.34(7)	(0)	(+)	9.19(20)	
35	Br	Bromine	79	44	−81.652(19)	$\frac{3}{2}$	−	50.537(10)	
			81	46	−83.656(37)	$\frac{3}{2}$	−	49.463(10)	
36	Kr	Krypton	78	42	−79.632(5)	(0)	(+)	0.354(2)	
			80	44	−83.612(13)	(0)	(+)	2.27(1)	
			82	46	−86.517(8)	(0)	(+)	11.56(2)	
			83	47	−85.869(8)	$\frac{9}{2}$	+	11.55(2)	
			84	48	−88.496(5)	(0)	(+)	56.90(12)	
			86	50	−89.383(8)	(0)	(+)	17.37(3)	
37	Rb	Rubidium	85	48	−88.29(6)	$\frac{5}{2}$	−	72.15(5)	
			87*	50	−90.82(8)	$\frac{3}{2}$	−	27.85(5)	β^-; $t_{\frac{1}{2}} = 5.0 \times 10^{10}$ years.
38	Sr	Strontium	84	46	−86.624(11)	(0)	(+)	0.55(1)	
			86	48	−90.74(8)	(0)	(+)	9.75(4)	
			87	49	−91.11(8)	$\frac{9}{2}$	+	6.96(1)	
			88	50	−94.39(9)	(0)	(+)	82.74(6)	
39	Y	Yttrium	89	50	−94.57(9)	$\frac{1}{2}$	−	100	
40	Zr	Zirconium	90	50	−95.68(9)	(0)	(+)	51.46	
			91	51	−94.75(10)	$\frac{5}{2}$	+	11.23	
			92	52	−95.41(11)	(0)	(+)	17.11	
			94	54	−93.86(36)	(0)	(+)	17.40	
			96	56	−91.8(8)	(0)	(+)	2.80	
41	Nb	Niobium	93	52	−93.98(11)	$\frac{9}{2}$	+	100	Formerly known as columbium, chemical symbol Cb.
42	Mo	Molybdenum	92	50	−93.71(13)	(0)	(+)	15.86(16)	
			94	52	−95.26(13)	(0)	(+)	9.12(9)	
			95	53	−94.28(36)	$\frac{5}{2}$	. . .	15.70(16)	
			96	54	−95.45(36)	(0)	(+)	16.50(17)	
			97	55	−94.25(40)	$\frac{5}{2}$	. . .	9.45(10)	
			98	56	−94.49(41)	(0)	(+)	23.75(8)	
			100	58	−92.43(49)	(0)	(+)	9.62(10)	
44	Ru	Ruthenium	96	52	−92.4(7)	(0)	(+)	5.57(8)	
			98	54	−94.5(8)	(0)	(+)	1.86(4)	
			99	55	−93.92(49)	$\frac{5}{2}$	(+)	12.7(1)	
			100	56	−95.782(5)	(0)	(+)	12.6(1)	‡
			101	57	−94.423(3)	$\frac{5}{2}$	(+)	17.1(1)	‡
			102	58	−96.28(20)	(0)	(+)	31.6(2)	‡
			104	60	−94.47(40)	(0)	(+)	18.5(1)	
45	Rh	Rhodium	103	58	−95.20(20)	$\frac{1}{2}$	−	100	
46	Pd	Palladium	102	56	−95.06(19)	(0)	(+)	0.80(1)	
			104	58	−96.44(20)	(0)	(+)	9.3(1)	
			105	59	−95.36(27)	$\frac{5}{2}$	+	22.6(2)	
			106	60	−96.80(12)	(0)	(+)	27.2(3)	
			108	62	−96.08(12)	(0)	(+)	26.8(3)	
			110	64	−95.50(32)	(0)	(+)	13.5(1)	
47	Ag	Silver	107	60	−95.03(11)	$\frac{1}{2}$	−	51.35(7)	
			109	62	−95.30(11)	$\frac{1}{2}$	−	48.65(7)	

‡ From J. H. E. Mattauch, W. Thiele, and A. H. Wapstra, 1964, Atomic Mass Table, *Nuclear Phy[s.]* **67**:1 (1965).

Z (*1*)	*S* (*2*)	*Name* (*3*)	*A* (*4*)	*N* (*5*)	$10^3(M-A)$ (*6*)	*I* (*7*)	π (*8*)	*Relative abundance* (*9*)	*Notes* (*10*)
15	P	Phosphorus	31	16	−26.2366(15)	$\frac{1}{2}$	(+)	100	
16	S	Sulfur	32	16	−27.9262(11)	0	+	95.02(30)	
			33	17	−28.5395(30)	$\frac{3}{2}$	+	0.750(15)	
			34	18	−32.1355(31)	0	+	4.215(84)	
			36	20	−32.9095(35)	(0)	(+)	0.017(2)	
17	Cl	Chlorine	35	18	−31.1455(28)	$\frac{3}{2}$	+	75.529(24)	
			37	20	−34.1041(22)	$\frac{3}{2}$	+	24.471(24)	
18	Ar (A)	Argon	36	18	−32.4519(34)	(0)	(+)	0.337(1)	
			38	20	−37.2755(24)	(0)	(+)	0.063(1)	
			40	22	−37.6162(8)	(0)	(+)	99.600(1)	
19	K	Potassium	39	20	−36.2860(30)	$\frac{3}{2}$	(+)	93.126(5)	
			40*	21	−35.9921(36)	4	(−)	0.0112(5)	EC(12.4%), β^-(87.6%); $t_{\frac{1}{2}} = 1.28 \times 10^9$ years.
			41	22	−38.1649(46)	$\frac{3}{2}$	+	6.862(5)	
20	Ca	Calcium	40	20	−37.4108(37)	(0)	(+)	96.92(3)	
			42	22	−41.3723(44)	(0)	(+)	0.64(1)	
			43	23	−41.2200(48)	$\frac{7}{2}$	(−)	0.132(4)	
			44	24	−44.5103(48)	(0)	(+)	2.13(4)	
			46	26	−46.3112(41)	(0)	(+)	0.0032	
			48	28	−47.481(15)	(0)	(+)	0.0179(7)	
21	Sc	Scandium	45	24	−44.0811(42)	$\frac{7}{2}$	(−)	100	
22	Ti	Titanium	46	24	−47.3666(37)	(0)	(+)	7.99(2)	
			47	25	−48.242(8)	$\frac{5}{2}$	(−)	7.32(2)	
			48	26	−52.0522(36)	(0)	(+)	73.99(7)	
			49	27	−52.1334(35)	$\frac{7}{2}$	(−)	5.46(2)	
			50	28	−55.2109(48)	(0)	(+)	5.25(5)	
23	V	Vanadium	50*	27	−52.8354(40)	6	(+)	0.24(1)	EC; $t_{\frac{1}{2}} = 4 \times 10^{14}$ years.
			51	28	−56.0221(42)	$\frac{7}{2}$	(−)	99.76(1)	
24	Cr	Chromium	50	26	−53.9493(45)	(0)	(+)	4.31(4)	
			52	28	−59.4863(36)	(0)	(+)	83.76(14)	
			53	29	−59.3489(37)	$\frac{3}{2}$	(−)	9.55(9)	
			54	30	−61.1206(48)	(0)	(+)	2.38(2)	
25	Mn	Manganese	55	30	−61.9464(41)	$\frac{5}{2}$	(−)	100	
26	Fe	Iron	54	28	−60.379(6)	(0)	(+)	5.81(1)	
			56	30	−65.068(6)	(0)	(+)	91.64(2)	
			57	31	−64.606(6)	$\frac{1}{2}$	(−)	2.21(1)	
			58	32	−66.728(7)	(0)	(+)	0.34(1)	
27	Co	Cobalt	59	32	−66.8109(46)	$\frac{7}{2}$	(−)	100	
28	Ni	Nickel	58	30	−64.658(6)	(0)	(+)	67.76(22)	
			60	32	−69.217(6)	(0)	(+)	26.16(66)	
			61	33	−68.951(9)	($\frac{3}{2}$)	(−)	1.25(3)	
			62	34	−71.655(7)	(0)	(+)	3.66(1)	
			64	36	−72.041(6)	(0)	(+)	1.16(20)	
29	Cu	Copper	63	34	−70.406(6)	$\frac{3}{2}$	—	69.12(5)	
			65	36	−72.214(6)	$\frac{3}{2}$	—	30.88(5)	
30	Zn	Zinc	64	34	−70.855(5)	(0)	(+)	48.89	
			66	36	−73.952(10)	(0)	(+)	27.81	
			67	37	−72.851(11)	$\frac{5}{2}$	—	4.11	
			68	38	−75.135(9)	(0)	(+)	18.56	
			70	40	−74.652(16)	(0)	(+)	0.62	
31	Ga	Gallium	69	38	−74.318(28)	$\frac{3}{2}$	—	60.22(16)	
			71	40	−75.16(5)	$\frac{3}{2}$	—	39.78(16)	
32	Ge	Germanium	70	38	−75.723(20)	(0)	(+)	20.52(17)	
			72	40	−78.26(5)	(0)	(+)	27.43(21)	
			73	41	−76.64(7)	$\frac{9}{2}$	+	7.76(8)	
			74	42	−78.85(6)	(0)	(+)	36.54(23)	
			76	44	−78.64(9)	(0)	(+)	7.76(8)	
33	As	Arsenic	75	42	−78.42(5)	$\frac{3}{2}$	—	100	

Z (1)	S (2)	Name (3)	A (4)	N (5)	$10^3(M-A)$ (6)	I (7)	π (8)	Relative abundance (9)	Notes (10)
48	Cd	Cadmium	106	58	−94.05(37)	(0)	(+)	1.215	
			108	60	−96.00(12)	(0)	(+)	0.875	
			110	62	−97.03(11)	(0)	(+)	12.39	
			111	63	−95.85(19)	$\frac{1}{2}$	+	12.75	
			112	64	−97.16(11)	(0)	(+)	24.07	
			113	65	−95.39(10)	$\frac{1}{2}$	+	12.26	
			114	66	−96.43(10)	(0)	(+)	28.86	
			116	68	−94.99(32)	(0)	(+)	7.58	
49	In	Indium	113	64	−95.72(10)	$\frac{9}{2}$	+	4.26(5)	Stability against EC not certain; $t_{\frac{1}{2}} \geq 10^{14}$ years.
			115*	66	−95.93(10)	$\frac{9}{2}$	+	95.74(5)	β^-; $t_{\frac{1}{2}} = 6 \times 10^{14}$ years.
50	Sn	Tin	112	62	−95.06(11)	(0)	(+)	0.90(1)	
			114	64	−97.04(10)	(0)	(+)	0.61(1)	
			115	65	−96.47(11)	$\frac{1}{2}$	+	0.35(1)	
			116	66	−97.89(19)	(0)	(+)	14.07(8)	
			117	67	−96.94(19)	$\frac{1}{2}$	+	7.54(3)	
			118	68	−98.21(19)	(0)	(+)	23.98(3)	
			119	69	−96.61(20)	$\frac{1}{2}$	+	8.62(1)	
			120	70	−97.87(14)	(0)	(+)	33.03(12)	
			122	72	−96.59(14)	(0)	(+)	4.78(1)	
			124	74	−94.76(13)	(0)	(+)	6.11(1)	
51	Sb	Antimony	121	70	−96.25(14)	$\frac{5}{2}$	+	57.25(3)	
			123	72	−95.85(14)	$\frac{7}{2}$	+	42.75(3)	
52	Te	Tellurium	120	68	−95.49(40)	(0)	(+)	0.091(1)	
			122	70	−97.00(13)	(0)	(+)	2.49(2)	
			123	71	−95.82(13)	$\frac{1}{2}$	+	0.89(2)	EC indicated by mass, but uncertain; $t_{\frac{1}{2}} \geq 10^{12}$ years.
			124	72	−97.24(13)	(0)	(+)	4.63(5)	
			125	73	−95.58(13)	$\frac{1}{2}$	+	7.01(1)	
			126	74	−96.758(37)	(0)	(+)	18.72(4)	
			128	76	−95.29(14)	(0)	(+)	31.72(1)	
			130	78	−93.30(14)	(0)	(+)	34.46(9)	
53	I	Iodine	127	74	−95.648(23)	$\frac{5}{2}$	+	100	
54	Xe	Xenon	124	70	−93.88(16)	(0)	(+)	0.09614(36)	
			126	72	−95.831(32)	(0)	(+)	0.08956(36)	
			128	74	−96.462(10)	(0)	(+)	1.919(4)	
			129	75	−95.216(10)	$\frac{1}{2}$	+	26.44(7)	
			130	76	−96.490(9)	(0)	(+)	4.074(10)	
			131	77	−94.913(7)	$\frac{3}{2}$	+	21.18(5)	
			132	78	−95.838(8)	(0)	(+)	26.89(6)	
			134	80	−94.602(8)	(0)	(+)	10.44(2)	
			136	82	−92.779(10)	(0)	(+)	8.869(9)	
55	Cs	Cesium	133	78	−94.91(15)	$\frac{7}{2}$	+	100	
56	Ba	Barium	130	74	−93.753(24)	(0)	(+)	0.13(2)	
			132	76	−94.88(32)	(0)	(+)	0.19(2)	
			134	78	−95.69(15)	(0)	(+)	2.66(5)	
			135	79	−94.43(26)	$\frac{3}{2}$	(+)	6.73(12)	
			136	80	−95.64(14)	(0)	(+)	8.07(10)	
			137	81	−94.44(13)	$\frac{3}{2}$	+	11.87(25)	
			138	82	−94.99(8)	(0)	(+)	70.41(35)	
57	La	Lanthanum	138*	81	−93.19(8)	5	−	0.089(1.5)	EC 70%, β^- 30%; $t_{\frac{1}{2}} = 1.0 \times 10^{11}$ years.
			139	82	−93.94(8)	$\frac{7}{2}$	(+)	99.911(1.5)	
58	Ce	Cerium	136	78	−92.9(5)	(0)	(+)	0.193(5)	
			138	80	−94.28(8)	(0)	(+)	0.250(5)	
			140	82	−94.72(5)	(0)	(+)	88.48(10)	
			142	84	−90.96(8)	(0)	(+)	11.07(10)	
59	Pr	Praseodymium	141	82	−92.610(46)	$\frac{5}{2}$	+	100	

Z (1)	S (2)	Name (3)	A (4)	N (5)	$10^3(M-A)$ (6)	I (7)	π (8)	Relative abundance (9)	Notes (10)
60	Nd	Neodymium	142	82	−92.522(47)	(0)	(+)	27.09(3)	
			143	83	−90.38(5)	$\frac{7}{2}$	(−)	12.14(2)	
			144*	84	−90.10(5)	(0)	(+)	23.83(3)	α; $t_{\frac{1}{2}} = 5 \times 10^{15}$ years.
			145	85	−87.84(15)	$\frac{7}{2}$	(−)	8.29(1)	
			146	86	−87.31(15)	(0)	(+)	17.26(2)	
			148	88	−83.52(16)	(0)	(+)	5.74(2)	
			150	90	−79.29(15)	(0)	(+)	5.63(2)	
62	Sm	Samarium	144	82	−88.35(24)	(0)	(+)	3.02(2)	
			147*	85	−85.38(5)	$\frac{7}{2}$	(−)	14.87(4)	α; $t_{\frac{1}{2}} = 1.3 \times 10^{11}$ years.
			148	86	−85.44(13)	(0)	(+)	11.22(3)	
			149	87	−83.07(13)	$\frac{7}{2}$	(−)	13.82(4)	
			150	88	−82.99(13)	(0)	(+)	7.40(2)	
			152	90	−80.65(33)	(0)	(+)	26.80(5)	
			154	92	−78.33(30)	(0)	(+)	22.88(6)	
63	Eu	Europium	151	88	−80.37(18)	$\frac{5}{2}$	(+)	47.86(8)	
			153	90	−79.28(35)	$\frac{5}{2}$	+	52.14(8)	
64	Gd	Gadolinium	152	88	−80.60(33)	(0)	(+)	0.205(1)	
			154	90	−79.77(28)	(0)	(+)	2.23(3)	
			155	91	−77.99(26)	$\frac{3}{2}$	(−)	15.1(1.5)	
			156	92	−77.76(26)	(0)	(+)	20.6(2)	
			157	93	−75.96(27)	$\frac{3}{2}$	(−)	15.7(1.6)	
			158	94	−75.81(27)	(0)	(+)	24.5(2.5)	
			160	96	−72.7(5)	(0)	(+)	21.6(2)	
65	Tb	Terbium	159	94	−75.7(11)	$\frac{3}{2}$	(+)	100	
66	Dy	Dysprosium	156	90	−76.07(18)	(0)	(+)	0.0524(5)	‡
			158	92	−75.55(3)	(0)	(+)	0.0902(9)	‡
			160	94	−76.0(10)	(0)	(+)	2.294(11)	
			161	95	−74.2(10)	$\frac{5}{2}$	(+)	18.88(9)	
			162	96	−74.3(10)	(0)	(+)	25.53(13)	
			163	97	−72.4(10)	$\frac{5}{2}$	(−)	24.97(12)	
			164	98	−71.9(10)	(0)	(+)	28.18(12)	
67	Ho	Holmium	165	98	−70.4(7)	$\frac{7}{2}$	(−)	100	
68	Er	Erbium	162	94	−71.26(9)	(0)	(+)	0.136(3)	‡
			164	96	−71.4(7)	(0)	(+)	1.56(3)	
			166	98	−68.6(6)	(0)	(+)	33.41(3)	
			167	99	−67.9(6)	$\frac{7}{2}$	(+)	22.94(2)	
			168	100	−68.6(6)	(0)	(+)	27.07(3)	
			170	102	−64.9(21)	(0)	(+)	14.88(2)	
69	Tm	Thulium	169	100	−65.755(34)	$\frac{1}{2}$	(+)	100	‡
70	Yb	Ytterbium	168	98	−65.84(16)	(0)	(+)	0.135(2)	‡
			170	100	−64.98(6)	(0)	(+)	3.14(4)	‡
			171	101	−63.57(7)	$\frac{1}{2}$	(−)	14.4(1.5)	‡
			172	102	−63.64(7)	(0)	(+)	21.9(2.5)	‡
			173	103	−61.94(7)	$\frac{5}{2}$	(−)	16.2(2)	‡
			174	104	−61.26(6)	(0)	(+)	31.6(4)	‡
			176	106	−57.32(7)	(0)	(+)	12.6(1.5)	‡
71	Lu	Lutecium	175	104	−59.36(6)	$\frac{7}{2}$	(+)	97.412(13)	‡
			176*	105	−58.56(46)	. . .	. . .	2.588(13)	β^-; EC questionable. $t_{\frac{1}{2}} = 2.4 \times 10^{10}$ years.
72	Hf	Hafnium	174	102	−59.64(7)	(0)	(+)	0.163(2)	‡
			176	104	−59.66(46)	(0)	(+)	5.21(2)	
			177	105	−58.08(46)	$\frac{7}{2}$	(−)	18.56(6)	
			178	106	−57.51(44)	(0)	(+)	27.10(10)	
			179	107	−55.58(44)	$\frac{9}{2}$	(+)	13.75(5)	
			180	108	−54.88(43)	(0)	(+)	35.22(10)	
73	Ta	Tantalum	180	107	−54.28(38)	. . .	. . .	0.0123(3)	Mode of decay not established; $t_{\frac{1}{2}} \geq 1.7(3) \times 10^{15}$ years.
			181	108	−53.82(38)	$\frac{7}{2}$	+	99.9877(3)	

Z (1)	S (2)	Name (3)	A (4)	N (5)	$10^3(M - A)$ (6)	I (7)	π (8)	Relative abundance (9)	Notes (10)
74	W	Tungsten	180	106	−55.03(38)	(0)	(+)	0.126(6)	The name "wolfram" is gradually becoming common.
			182	108	−53.53(38)	(0)	(+)	26.31(3)	
			183	109	−51.51(38)	$\frac{1}{2}$	(−)	14.28(1)	
			184	110	−50.85(39)	(0)	(+)	30.64(3)	
			186	112	−48.6(16)	(0)	(+)	28.64(1)	
75	Re	Rhenium	185	110	−49.9(16)	$\frac{5}{2}$	+	37.07(6)	
			187*	112	−45.02(34)	$\frac{5}{2}$	+	62.93(6)	$t_{\frac{1}{2}}$ variously reported as $\leq 10^{11}$ and $> 10^{16}$ years.
76	Os	Osmium	184	108	−47.25(7)	(0)	(+)	0.018(2)	‡
			186	110	−47.06(35)	(0)	(+)	1.59(5)	
			187	111	−45.03(34)	$\frac{1}{2}$	(−)	1.64(5)	
			188	112	−45.02(30)	(0)	(+)	13.3(2)	
			189	113	−42.78(33)	$\frac{3}{2}$	(−)	16.1(2)	
			190	114	−42.58(36)	(0)	(+)	26.4(3)	
			192	116	−39.49(34)	(0)	(+)	41.0(2)	
77	Ir	Iridium	191	114	−40.10(29)	$\frac{3}{2}$	+	38.5	
			193	116	−37.66(29)	$\frac{3}{2}$	+	61.5	
78	Pt	Platinum	190*	112	−40.83(41)	(0)	(+)	0.0127(5)	α; $t_{\frac{1}{2}} = 5.9 \times 10^{11}$ years.
			192*	114	−39.53(29)	(0)	(+)	0.78(1)	α; $t_{\frac{1}{2}} \approx 10^{15}$ years.
			194	116	−37.57(24)	(0)	(+)	32.9(1)	
			195	117	−35.54(24)	$\frac{1}{2}$	−	33.8(1)	
			196	118	−35.38(24)	(0)	(+)	25.2(1)	
			198	120	−32.47(31)	(0)	(+)	7.19(4)	
79	Au	Gold	197	118	−33.448(16)	$\frac{3}{2}$	+	100	
80	Hg	Mercury	196	116	−34.181(18)	0	(+)	0.146(5)	
			198	118	−33.231(15)	(0)	(+)	10.02(1)	
			199	119	−31.744(20)	$\frac{1}{2}$	−	16.84(4)	
			200	120	−31.656(14)	(0)	(+)	23.13(8)	
			201	121	−29.685(18)	$\frac{3}{2}$	(−)	13.22(5)	
			202	122	−29.370(23)	(0)	(+)	29.80(3)	
			204	124	−26.518(19)	(0)	(+)	6.85(1)	
81	Tl	Thallium	203	122	−27.669(40)	$\frac{1}{2}$	+	29.50	
			205	124	−25.538(27)	$\frac{1}{2}$	(+)	70.50	
82	Pb	Lead	204	122	−26.931(24)	(0)	(+)	1.4	
			206	124	−25.541(12)	(0)	(+)	25	
			207	125	−24.102(12)	$\frac{1}{2}$	−	22	
			208	126	−23.356(12)	(0)	(+)	52	
83	Bi	Bismuth	209*	126	−19.583(27)	$\frac{9}{2}$	(−)	100	Activity disputed: α; $t_{\frac{1}{2}} = 2 \times 10^{17}$ years.
90	Th	Thorium	232*	142	38.211(42)	(0)	(+)	100	α; $t_{\frac{1}{2}} = 1.39 \times 10^{10}$ years.
92	U	Uranium	234*	142	40.90(6)	(0)	(+)	0.0057(2)	α; $t_{\frac{1}{2}} = 2.48 \times 10^{5}$ years.
			235*	143	43.933(43)	$\frac{7}{2}$	(−)	0.7204(7)	α; $t_{\frac{1}{2}} = 7.1 \times 10^{8}$ years.
			238*	146	50.76(8)	(0)	(+)	99.2739(7)	α; $t_{\frac{1}{2}} = 4.51 \times 10^{9}$ years.

D الملحق

قيم الثوابت الفيزياوية ومعاملات التحويل

VALUES OF PHYSICAL CONSTANTS AND CONVERSION FACTORS†

General physical constants. Least-squares adjusted output values of 1963. The digits in parentheses following each quoted value represent the standard deviation error in the final digits of the quoted value as computed on the criterion of internal consistency. The unified scale of atomic weights is used throughout ($^{12}C = 12$). C = coulomb; J = joule; N = newton; u = mass unit.

Constant	Value	Unit: mks	Unit: cgs
Speed of light in vacuum c	2.997925(1)	$\times 10^{8}$ m s^{-1}	$\times 10^{10}$ cm s^{-1}
Elementary charge e	1.60210(2) 4.80298(7)	10^{-19} C	10^{-20} emu 10^{-10} esu
Avogadro's number $\mathcal{N}$	6.02252(9)	10^{26} kmole^{-1}	10^{23} mole^{-1}
Mass unit	1.66043(2)	10^{-27} kg	10^{-24} g
Electron rest mass m_0	9.10908(13) 5.48597(3)	10^{-31} kg 10^{-4} u	10^{-28} g 10^{-4} u
Proton rest mass M_p	1.67252(3) 1.00727663(8)	10^{-27} kg u	10^{-24} g u
Neutron rest mass M_n	1.67482(3) 1.0086654(4)	10^{-27} kg u	10^{-24} g u
Faraday constant $\mathcal{N}e$	9.64870(5) 2.89261(2)	10^{4} C mole^{-1}	10^{3} emu 10^{14} esu
Planck constant h $\hbar = h/2\pi$	6.62559(16) 1.054494(25)	10^{-34} J s 10^{-34} J s	10^{-27} erg s 10^{-27} erg s
Charge-to-mass ratio for electron e/m_0	1.758796(6) 5.27274(2)	10^{11} C kg^{-1}	10^{7} emu 10^{17} esu
Rydberg constant $2\pi^2 m_0 e^4/h^3 c$	1.0973731(1)	10^{7} m^{-1}	10^{5} cm^{-1}
Bohr radius $\hbar^2/m_0 e^2$	5.29167(2)	10^{-11} m	10^{-9} cm
Compton wavelength of electron $h/m_0 c$ $\hbar/m_0 c$	2.42621(2) 3.86144(3)	10^{-12} m 10^{-13} m	10^{-10} cm 10^{-11} cm
Compton wavelength of proton $h/M_p c$ $\hbar/M_p c$	1.321398(13) 2.10307(2)	10^{-15} m 10^{-16} m	10^{-13} cm 10^{-14} cm

†From E. R. Cohen and J. W. M. DuMond, *Rev. Mod. Phys.*, **37**: 537 (1965), by permission.

Conversion factor	*Value*
1 electron volt	$1.60210(2) \times 10^{-19}$ J $1.60210(2) \times 10^{-12}$ erg 8065.73(8) cm^{-1} $2.41804(2) \times 10^{14}$ s^{-1}
$E_r\lambda_r$	$12398.10(13) \times 10^{-8}$ ev cm
1 u	931.478(5) Mev
Proton mass M_pc^2	938.256(5) Mev
Neutron mass M_nc^2	939.550(5) Mev
Electron mass m_0c^2	511006(2) ev
Rydberg $2\pi^2m_0e^4/h^2$	$2.17971(5) \times 10^{-11}$ erg 13.60535(13) ev
Gas constant	8.31434×10^7 erg $mole^{-1}$ deg^{-1} 0.082053 liter atm $mole^{-1}$ deg^{-1} 82.055 cm^3 atm $mole^{-1}$ deg^{-1} 1.9872 cal_{th} $mole^{-1}$ deg^{-1}
Standard volume of ideal gas at NTP	22413.6 cm^3 $mole^{-1}$
$\frac{\text{Mass on physical scale } (O^{16} = 16)}{\text{Mass on unified scale } (C^{12} = 12)}$	1.000317917(17)
$\frac{\text{Mass on chemical scale } (O = 16)}{\text{Mass on unified scale } (C^{12} = 12)}$	1.000043(5)

المصادر

BIBLIOGRAPHY

Each reference gives at least the original paper and mentions in brackets the section in this book where it is quoted. Sometimes the reader is also referred to review articles. More references and reading selections suitable for our level of presentation can be found in J. G. Cunninghame, "Introduction to the Atomic Nucleus," Elsevier Publishing Company, New York, 1964.

Alvarez, L.: *Phys. Rev.*, **52**:134 (1937). [Sec. 4-6f]

Anderson, C. D.: *Science*, **76**:238 (1932); *Phys. Rev.*, **43**:491 (1933). [Sec. 3-4d]

——— and S. H. Neddermeyer: *Phys. Rev.*, **50**:263 (1936); S. H. Neddermeyer and C. D. Anderson: *Phys. Rev.*, **51**:884 (1937). [Sec. 1-1]

Aston, F. W.: *Phil. Mag.*, **38**:709 (1919); "Mass Spectra and Isotopes," Edward Arnold (Publishers) Ltd., London, 1933. [Sec. 1-2a]

Barkla, C. G.: *Phil. Mag.*, **21**:648 (1911). [Sec. 1-2a]

Bartlett, J. H.: *Nature*, **130**:165 (1932). [Sec. 2-5]

Bequerel, H.: *Compt. Rend.*, **122**:420, 501 (1896). [Secs. 1-1, 4-5]

Bethe, H. A.: *Phys. Rev.*, **57**:1125 (1940). [Sec. 5-1]

——— and R. F. Bacher: *Rev. Mod. Phys.*, **8**:117 (1937). [Sec. A-3]

Blackett, P. M. S., and D. S. Lees: *Proc. Roy. Soc.* (*London*) **A136**:325 (1932). [Sec. 5-2a]

Blatt, J. B., and V. F. Weisskopf: "Theoretical Nuclear Physics," John Wiley & Sons, Inc., New York, 1952. [Secs. 2-3b, 2-6, 4-4d, 5-5, 5-5a, A-4]

Bloch, F.: *Ann. Physik*, **16**:285 (1933); *Z. Physik*, **81**:363 (1933). [Sec. 3-2]

Bohr, N.: *Phil. Mag.*, **26**:1, 476, 857 (1913). [Secs. 1-1, 2-2a]

———: *Z. Physik*, **13**:117 (1923). [Sec. 2-2f]

———: *Nature*, **137**:344 (1936). [Sec. 5-1]

——— and J. A. Wheeler: *Phys. Rev.*, **56**:426 (1939). [Sec. 5-7b]

Born, M.: "Problems of Atomic Dynamics," M.I.T., Cambridge, Mass. 1936; *Z. Physik*, **37**:863 (1926); **38**:803 (1926); **40**:167 (1927). [Secs. 2-2b, 2-2c]

Brink, D. M.: "Nuclear Forces," Pergamon Press, London, 1965. [Secs. 6-2, A-2]

Brueckner, K. A., A. M. Lockett, and M. Rotenberg: *Phys. Rev.*, **121**:255 (1961). [Sec. 2-4]

Burcham, W. E.: "Nuclear Physics," McGraw-Hill Book Company, New York, 1963. [Secs. 1-1, 1-2c, 2-6, 3-1, 3-2, 3-3b, 3-4a, 3-4b, 3-6, 4-6d, 4-6h, 5-4d, 5-5a]

Chadwick, J.: *Verhandl. Deut. Physik. Ges.*, **16**:383 (1914). [Sec. 4-6]

———: *Nature*, **129**:312 (1932); *Proc. Roy. Soc.* (*London*) **A136**:692 (1932). [Secs. 1-1, i-2a]

Compton, A. H.: *Phys. Rev.*, **21**:483, 715 (1923); **22**:409 (1923). [Sec. 2-2a]

Cooper, J. A., J. M. Hollander, and J. O. Rasmussen: *Phys. Rev. Letters*, **15**:680 (1965). [Sec. 4-2a]

Curie, I., and F. Joliot: *Compt. Rend.*, **198**:254,559 (1934). [Sec. 4-6]

Curie, P. and M.: *Compt. Rend.*, **127**:175,1215 (1898). [Sec. 1-1]

Davis, R.: *Phys. Rev.*, **97**:766 (1955). [Sec. 4-6g]

Davisson, C., and L. H. Germer: *Phys. Rev.*, **30**:705 (1927); *Proc. Natl. Acad. Sci. US*, **14**:317, 619 (1928). [Sec. 2-2]

Dearnaley, G., and D. C. Northrup: "Semiconductor Counters for Nuclear Radiations," John Wiley & Sons, Inc., New York, 1963. [Sec. 3-6]

DeBenedetti, S.: "Nuclear Interactions," John Wiley & Sons, Inc., New York, 1964. [Sec. 4-4d]

de Broglie, L.: *Phil. Mag.*, **47**:446 (1924); *Ann. Phys.* (*Paris*), **10**:3, 22 (1925). [Sec. 2-2a]

Deutsch, M.: *Phys. Rev.*, **82**:455 (1951); see also M. Deutsch and S. Berko: Positron Annihilation and Positronium, in K. Siegbahn (ed.), "Alpha-, Beta-, and

Gamma-Ray Spectroscopy," chap. 26, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965. [Sec. 3-5]

Dirac, P. A. M.: *Proc. Roy. Soc.* (*London*), **A117**:610 (1928); **A118**:351 (1928). [Sec. 2-2a]

Einstein, A.: *Ann. Physik*, **17**:132 (1905). [Sec. 2-2a]

Elsasser, W. M.: *J. Phys. Radium*, **4**:549 1(933); **5**:389, 635 (1934). [Sec. 2-5]

Evans, R. D.: "The Atomic Nucleus," McGraw-Hill Book Company, New York, 1955. [Secs. 2-2g, 2-3a, 3-1, 3-2, 3-4a, 3-4d, 3-6, 4-2a, 4-2d, 4-5b, 4-5c, 5-2a, 5-7b, A-3]

Fermi, E.: *Z. Physik*, **88**:161 (1934). [Sec., 4-6c]

Fernbach, S., R. Serber, and T. B. Taylor: *Phys. Rev.*, **75**:1352 (1949). [Sec. 5-1]

Feshbach, H.: *Ann. Phys.* (*NY*), **5**:357 (1958); **19**:287 (1960). [Sec. 5-1]

———, C. E. Porter, and V. F. Weisskopf: *Phys. Rev.*, **96**:448 (1954). [Sec. 5-1]

Foldy, L.. *Phys. Today*, **18**:26 (1965). [Sec. 6-2]

Franklin, P.: "A Treatise on Advanced Calculus," John Wiley & Sons, Inc., New York, 1940. [Sec. 4-3]

Gamow, G.: *Z. Physik*, **51**:204 (1928). [Secs. 1-1, 4-5b]

Geiger, H., and E. Marsden: *Proc. Roy. Soc.* (*London*) **A82**:495 (1909). [Secs. 1-1, 1-2b]

——— and J. M. Nuttall: *Phil. Mag.*, **22**:613 (1911); **23**:439 (1912). [Sec. 4-5b]

Goldhaber, M., L. Grodzins, and A. W. Sunyar: *Phys. Rev.*, **109**:1015 (1958); see also Helicity of the Neutrino, in K. Siegbahn (ed.), "Alpha-, Beta-, and Gamma-Ray Spectroscopy," chap. 24, sec. E, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965. [Sec. 4-6g]

Gomez, L. C., J. D. Walecka, and V. F. Weisskopf: *Ann. Phys.* (*NY*), **3**:241 (1958). [Sec. 2-3b]

Groshev, L. V., V. N. Lutsenko, A. M. Demidov, and V. I. Pelekov: "Atlas of Gamma-Ray Spectra from Radiative Capture of Thermal Neutrons," Pergamon Press, New York, 1959. [Sec. 5-5c]

Guggenheimer, K.: *J. Phys. Radium*, **5**:253, 475 (1935). [Sec. 2-5]

Gurney, R. W., and E. U. Condon: *Nature*, **122**:439 (1928); *Phys. Rev.*, **33**:127 (1929). [Sec. 4-5b]

Hahn, O., and F. Stassmann: *Naturwiss.*, **27**:11, 89 (1939). [Secs. 5-1, 5-7]

Haxel, O., J. H. D. Jensen, and H. E. Suess: *Phys. Rev.*, **75**:1766 (1949); *Z. Physik*, **128**:295 (1950). [Sec. 2-5c]

Heisenberg, W.: *Z. Physik*, **43**:172 (1927). [Sec. 2-2f]

———: *Z. Physik*, **77**:1 (1932); **78**:156 (1933). [Secs. 1-1, 1-2a, 6-2]

Heitler, W.: "The Quantum Theory of Radiation," 3d ed., Clarendon Press, Oxford, 1954. [Sec. 3-4a]

Hofstadter, R.: *Phys. Rev.*, **75**:796 (1949); see also J. H. Neiler and R. E. Bell:

The Scintillation Method, in K. Siegbahn (ed.), "Alpha-, Beta-, and Gamma-Ray Spectroscopy," chap. 5, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965. [Sec. 3-6]

——— (ed.): "Electron Scattering and Nuclear and Nucleon Structure," W. A. Benjamin, Inc., New York, 1963. [Secs. 1-1, 1-2b, 6-2]

———, F. Bumiller, and M. Croissiaux: *Phys. Rev. Letters*, **5**:236 (1960). See also R. Hofstadter, 1963. [Sec. 6-2]

———, H. R. Fechter, and J. A. McIntyre: *Phys. Rev.*, **92**:978 (1953). See also R. Hofstadter, 1963. [Sec. 1-1]

Kaplan, I.: "Nuclear Physics," 2d ed., Addison-Wesley Publishing Company, Inc., Reading, Mass., 1962. [Sec. 3-3]

Kittel, C., W. D. Knight, and M. A. Ruderman: "Mechanics-Berkeley Physics Course," vol. 1, McGraw-Hill Book Company, New York, 1965. [Sec. 2-2a]

Lee, T. D., and C. N. Yang: *Phys. Rev.*, **104**:254 (1956); **105**:167 (1957). [Secs. 1-1, 4-6h]

Littauer, R. M., H. F. Schopper, and R. R. Wilson: *Phys. Rev. Letters*, **7**:144 (1961). [Sec. 6-2]

Marion, J. B., and L. L. Fowler (eds.): "Fast Neutron Physics," Interscience Publishers, New York, 1963. [Sec. 5-7c]

Mayer, M. G.: *Phys. Rev.*, **75**:1969 (1949). [Sec. 2-5c]

Meitner, L., and O. R. Frisch: *Nature*, **143**:239 (1939). [Sec. 5-1]

Mott, N. F.: *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A126**:259 (1930). [Sec. A-5]

Pauli, W.: "Rapports du 7ᵉ Conseil de Physique Solvay, Brussels, 1933," Gauthier-Villars, Paris, 1934. [Sec 4-6a]

Planck, M.: *Ann. Physik*, **4**:553 (1901). [Sec. 2-2a]

Powell, C. F. (1946): see C. M. G. Lattes, H. Muirhead, G. P. S. Occhialini, and C. F. Powell: *Nature*, **159**:694 (1947). [Sec. 1-1]

———, P. H. Fowler, and D. H. Perkins: "The Study of Elementary Particles by the Photographic Method," Pergamon Press, London, 1959. [Sec. 3-2]

Reines, F., and C. L. Cowan, Jr.: *Phys. Rev.*, **92**:830 (1953); *Nature*, **178**:446 (1956); *Phys. Rev.*, **113**:273 (1959); see also F. Reines, Inverse Beta Decay, in K. Siegbahn (ed.), "Alpha-, Beta-, and Gamma-Ray Spectroscopy," chap. 24, sec. H, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965. [Sec. 4-6g]

Robinson, B. L., and R. W. Fink: *Rev. Mod. Phys.*, **32**:117 (1960). [Sec. 4-6f]

Rutherford, E.: *Phil. Mag.*, **21**:669 (1911). [Sec. 1-1]

———: *Phil. Mag.*, **37**:581 (1919). [Secs. 1-1, 5-1]

———, J. Chadwick, and C. D. Ellis: "Radiations from Radioactive Substances," Cambridge University Press, London, 1930. [Sec. 4-1]

——— and F. Soddy: *Phil. Mag.*, **4**:370, 569 (1902); **5**:576 (1903). [Secs. 1-1, 4-5, 4-6]

Schiff, L. I.: "Quantum Mechanics," 2d ed., McGraw-Hill Book Company, New York, 1955. [Secs. 2-2c, 2-2g, 2-2h, 2-5b, 4-4c, 4-6c, A-2]

Schrödinger, E.: *Ann. Physik*, **79**:361, 489, 734 (1926); **80**:437 (1926); **81**:109 (1926). [Sec. 2-2a]

Schwinger, J., and E. Teller: *Phys. Rev.*, **52**:286 (1937). [Sec. A-4]

Segrè, E.: "Nuclei and Particles," W. A. Benjamin, Inc., New York, 1964. [Secs. 3-3, 3-3a, 3-3b, 3-5b, 4-6c]

Siegbahn, K. (ed.): "Alpha-, Beta-, and Gamma-Ray Spectroscopy," North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965. [Sec. 3-6]

Smith, C. M. H.: "A Textbook of Nuclear Physics," The Macmillan Company, New York, 1965. [Sec. 2-3d]

Sternheimer, R. M., in L. Marton (ed.): "Methods of Experimental Physics," vol. 5, part A, Academic Press Inc., New York, 1961. [Sec. 3-2]

Thomson, J. J.: "The Corpuscular Theory of Matter," Constable and Company, Ltd., London, 1907. [Secs. 1-1, 1-2b]

———: *Phil. Mag.*, **24**:209 (1912); *Proc. Roy. Soc.* (London), **A89**:1 (1913). [Sec. 1-2a]

Weisskopf, V. F.: *Science*, **113**:101 (1951). [Sec. 2-5]

———: *Rev. Mod. Phys.*, **29**:174 (1957). [Sec. 5-1]

von Weizsäcker, C. F.: *Z. Physik*, **96**:431 (1935). [Sec. 2-4]

Wheeler, J. A.: Channel Analysis of Fission, in J. B. Marion and J. L. Fowler (eds.), "Fast Neutron Physics," vol. 2, p. 2051, Interscience Publishers, New York, 1963. [Sec. 5-7e]

Wigner, E.: *Phys. Rev.*, **43**:252 (1933); *Z. Physik*, **83**:253 (1933). [App. A]

Yukawa, H.: *Proc. Phys. -Mat. Soc. Japan*, **17**:48 (1935); *Rev. Mod. Phys.*, **21**:474 (1949). [Secs. 1-1, 6-2]

شكر

اتقدم بالشكر الجزيل الى المنشأة العامة لكبريت المشراق وعمادة كلية العلوم في جامعة الموصل ورئاسة جامعة الموصل على التشجيع الذي لقيته اثناء ترجمة هذا الكتاب كما اخص بالشكر مديرية دار الكتب للطباعة والنشر لقيامها بطبع هذا الكتاب واخراجه بهذا الاسلوب .

ان امتناني لعظيم الى الدكتور منعم مشكور الذي قام بمراجعة الكتاب والذي كان لملاحظاته ونقده الاثر الكبير في تحقيق الدقة العلمية في هذه الترجمة وكذلك فاني اشكر السيد محمد محمود يونس لمراجعته للكتاب من الناحية اللغوية والله الموفق

المحتويات

الفصل الاول

المفاهيم الاساسية في الفيزياء النووية 3
1 ـ 1 مقدمة 3
1 ـ 2 الخواص النووية الاساسية 5

الفصل الثاني

التركيب النووي 15
2 ـ 1 مقدمة 15
2 ـ 2 عناصر ميكانيك الكم 16
2 ـ 3 طاقة الارتباط النووية 39
2 ـ 4 نموذج قطرة السائل ـ النموذج شبه التجريبي للكتلة 48
2 ـ 5 نموذج القشرة 56
2 ـ 6 مستويات الطاقة النووية 73
2 ـ 7 تناظر الشحنة وعدم اعتماد القوة النووية على الشحنة 78

الفصل الثالث

تعامل الاشعاعات مع المادة 89
3 ـ 1 مقدمة 89
3 ـ 2 تعامل الجسيمات المشحونة مع المادة 90
3 ـ 3 تفاعل النيوترونات مع المادة 102
3 ـ 4 تعامل اشعة كاما مع المادة 109
3 ـ 5 تفاعل البوزترونات مع المادة 123
3 ـ 6 الكشف عن الاشعاعات النووية 124

الفصل الرابع

الانحلال الاشعاعي 135

1 ـ 4 مقدمة 135

2 ـ 4 النشاط الاشعاعي 135

3 ـ 4 سمك الحالات المنحلة 143

4 ـ 4 انحلال كاما 145

5 ـ 4 انحلال الفا 160

6 ـ 4 انحلال كاما 173

الفصل الخامس

التفاعلات النووية 203

1 ـ 5 مقدمة 203

2 ـ 5 تطبيق قوانين حفظ الزخم 206

3 ـ 5 انواع التفاعلات النووية 214

4 ـ مساحة القطع 216

5 ـ 5 تفاعلات النواة المركبة 231

7 ـ 5 الانشطار 242

الفصل السادس

القوة النووية 265

1 ـ 6 مقدمة 265

2 ـ 6 نظرية الميزونات في تفسير القوى النووية 266

الملحق A 274

1 ـ A تركيب الديوترون 274

2 ـ A نظرية الاستطارة 278

الملحق B

الخواص الفيزياوية للعناصر 296

الملحق C

خواص النوى المستقرة 299

الملحق D

قيم الثوابت الفيزياوية ومعاملات التحويل 305

المصادر 307